PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1907. Redaktionsschluß für No. 13 am 17. Juni 1907. 8. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

F. Pockels, Über die elektromagnetische Masse des Elektrons. S. 393.

K. v. Wesendonk, Über einige Beobachtungen Herrn Palmers, betreffend die Vergrößerung der Schlagweite elektrischer Funken. S. 395.

J. Stark, Bedingungen für die photographische Beobachtung des Doppler-Effektes bei Kanalstrahlen. S. 397.

H. Starke, Demonstrationen von Phasendifferenzen im Winkelmaß. S. 402.

C. Fredenhagen, Über die Emissionsursache der Bunsenflammenspektren. S. 404.

C. Fredenhagen, Über reine Temperaturstrahlung und die Anwendbarkeit des Kirchhoffschen Gesetzes. S. 407.

K. Marbe, Über elektrisch erzeugte Flammenbewegungen. S. 415.

M. Th. Edelmann, Über das System der gekreuzten Magnete und seine Verwendung. S. 416.

K. Fuchs, Über flüssige Kristalle. S. 417.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

A. Kürth, Über die neueren Methoden der Härteuntersuchung. S. 417.

Besprechungen:

G. G. Stokes, Aufzeichnungen und wissenschaftlicher Briefwechsel. S. 419.

Ch. M. van Deventer, Physikalische Chemie für Anfänger. S. 419.

Th. v. Grotthus, Abhandlungen über Elektrizität und Licht. S. 419.

E. Baur, Kurzer Abriß der Spektroskopie und Kolorimetrie. S. 420.

J. Gaedicke, Der Gummidruck. S. 420.

E. Holm, Das Objektiv im Dienste der Photographie. S. 420.

J. M. Eder, Geschichte der Photographie. S. 420.

A. Kraatz, Maschinentelegraphen. S. 421.

E. Orlich, Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. S. 421.

W. Biscan, Die Starkstromtechnik. I. S. 421.

R. Rüdenberg, Energie der Wirbelströme in elektrischen Bremsen und Dynamomaschinen. S. 421.

J. A. Fleming, Elektrische Wellentelegraphie. S. 421.

Lexikon der Elektrizität und Elektrotechnik. S. 421.

J. Zeidler, Die elektrischen Bogenlampen. S. 421.

C. F. Gauß' Werke. VII. Bd. S. 422.

J. G. Schoen, Anleitung für die Manipulationen bei den barometrischen Höhenmessungen. S. 422.

W. v. Bezold, Gesammelte Abhandlungen aus den Gebieten der Meteorologie und des Erdmagnetismus. S. 422.

Monographien über angewandte Elektrochemie. XVII—XXV:

E. Abel, Hypochlorite und elektrische Bleiche. S. 422.

S. Cowper-Coles, Elektrolytische Verzinkung. S. 423.

J. B. C. Kershaw, Die elektrolytische Chloratindustrie. S. 423.

R. Lorenz, Die Elektrolyse geschmolzener Salze. Drei Teile. S. 423.

R. Lucion, Elektrolytische Alkalichloridzerlegung. S. 423.

P. Ferchland u. P. Rehländer, Die elektrochemischen deutschen Reichspatente. S. 423.

J. Ephraim, Deutsches Patentrecht für Chemiker. S. 423.

Fragekasten:

G. Panconcelli-Calzia, Ist die Intensität eines Lautes eine aus der Klangfarbe, der Dauer und der musikalischen Höhe bestehende Resultante? S. 424.

Tagesereignisse. S. 424.

Personalien. S. 424.

Gesuche. S. 424.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die elektromagnetische Masse des Elektrons.

(Bemerkungen zu der Mitteilung des Herrn A. Righi.[1])

Von F. Pockels.

In der genannten Mitteilung erhebt Herr Righi gegen die bisherigen Berechnungen der scheinbaren Masse des Elektrons den Einwand, daß ihnen die Annahme einer bestimmten Verteilung elektrischer Ladung auf der Oberfläche oder im Innern des Elektrons (z. B. einer gleichförmigen Oberflächen- oder Volumladung bei Abraham) zugrunde gelegt wird, daß aber andererseits das Elektron das Elementarquantum der Elektrizität sein solle und es keinen Sinn habe, von einer bestimmten Elektrizitätsverteilung in diesem Elektrizitätsatom zu sprechen. Hierzu möchte ich mir zunächst die Bemerkung erlauben, daß Herrn Righis Bedenken wohl mehr die Ausdrucksweise, als den tatsächlichen Inhalt jener Annahmen trifft. Denn man braucht ja z. B. die Annahme Abrahams: „Das Elektron ist eine starre unveränderliche Kugel von gleichförmiger Volumladung" nur durch die gleichbedeutende Formulierung zu ersetzen: „Das Elektron ist ein unveränderlicher kugelförmiger Bereich im Äther, innerhalb dessen die Divergenz der elektrischen Erregung einen konstanten von Null verschiedenen Wert besitzt," — so ist die von Herrn Righi als unlogisch empfundene Ausdrucksweise vermieden. Freilich hat die so formulierte Annahme auch etwas von ihrer Anschaulichkeit verloren. Herr Righi will nun an ihre Stelle eine Annahme setzen, nach welcher die Begrenzung des als Elektron bezeichneten singulären Bereichs im Äther sich durch eine, freilich auch hypothetische, Eigenschaft des Äthers selbst bestimmt, nämlich durch die Eigenschaft, daß die elektrische Feldstärke im Äther einen gewissen (sehr hohen) Grenzwert nicht überschreiten kann. Unter Beibehaltung der Annahme von J. J. Thomson, daß das Feld in der Umgebung des Elektrons mit dem einer Punktladung übereinstimme, berechnet dann Righi die (von der Geschwindigkeit abhängige) Begrenzungsfläche des Elektrons und nach Hinzunahme einer weiteren Hypothese über das Feld im Innern des Elektrons (nämlich daß dieses entweder Null oder kon-

1) Diese Zeitschr. **8**, 161, 1907.

stant sei) die Gesamtenergie E des Feldes, aus welcher er schließlich die scheinbare Masse des Elektrons mittels der Gleichung $\frac{1}{2}mv^2 = E - E_0$ (wo E_0 der Wert von E für $v = 0$ ist) ableitet. Man wird, meine ich, kaum sagen können, daß dieser Hypothesenkomplex einfacher und plausibler sei, als die Hypothese Abrahams. Namentlich ist schwer einzusehen, wodurch außerhalb des Elektrons das Feld einer Punktladung aufrecht erhalten werden soll, wenn im Innern des Elektrons keine Punktladung, bzw. kein einer solchen entsprechendes Feld vorausgesetzt wird. Abgesehen von dieser Schwierigkeit, mag ja der Gedanke Righis, die Begrenzung des Elektrons aus einer Eigenschaft des Äthers — einer Art „Elastizitätsgrenze" — abzuleiten, etwas Verlockendes haben. Allein warum soll dann gerade die elektrische Feldstärke allein für jene Begrenzung maßgebend sein? Da irgendwelche tatsächliche Anhaltspunkte für eine solche Annahme vollständig fehlen — handelt es sich doch um Feldstärken, welche die in meßbaren Bereichen realisierbaren viele billionenmal übertreffen — so wäre es, wenn man überhaupt den von Righi angedeuteten Weg einschlagen will, vielleicht befriedigender, die Forderung eines oberen Grenzwertes der Energiedichte zugrunde zu legen. Diese Annahme würde sich wenigstens naturgemäß derjenigen Erwägung anschließen, die überhaupt zur Einführung einer endlichen Ausdehnung des Elektrons nötigt, der Erwägung nämlich, daß die Konzentration einer unendlichen Energiemenge in einem endlichen Raume physikalisch unmöglich ist. Überdies wäre die durch vorstehendes Kriterium bestimmte Begrenzung des Elektrons identisch mit derjenigen, welche sich aus der (vermutlich auch für Righis Hypothese ursprünglich maßgebenden) Vorstellung ergeben würde, daß ein bestimmter Grenzwert der Maxwellschen Spannungen im Äther nicht überschritten werden könne; denn der Maximalwert dieser Spannungen bzw. Drucke, welcher im Feld des bewegten Elektrons in die Richtung senkrecht zur elektrischen und magnetischen Feldrichtung fällt, wo sich die Querdrucke beider Felder addieren, ist durch denselben Ausdruck $\left(\frac{1}{8\pi}(\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2)\right)$ gegeben, wie die Energiedichte. Die Gleichung der Begrenzungsfläche des singulären Bereichs im Äther, d. h. des Elektrons, wird zufolge dieser Annahme in den von Righi benutzten Bezeichnungen:

$$\frac{(1-a^2)^2(1+a^2\sin^2\varepsilon)}{\varrho^4(1-a^2\sin^2\varepsilon)^3} = \text{const} = \frac{1}{\varrho_0^4} \qquad (1)$$

oder in rechtwinkligen Koordinaten (bezogen auf den Mittelpunkt des Elektrons)

$$(1-a^2)^2[(x^2+y^2)(1+a^2)+z^2]\varrho_0^4 = [(x^2+y^2)(1-a^2)+z^2]^3; \qquad (1')$$

für den Polarradius ϱ_1 und Äquatorialradius ϱ_2 ergeben sich die Werte

$$\varrho_1 = \varrho_0\sqrt{1-a^2}, \qquad \varrho_2 = \varrho_0\sqrt[4]{\frac{1+a^2}{1-a^2}}, \qquad (2)$$

wobei ϱ_0 den Radius der Kugel bezeichnet, in welche die Fläche bei verschwindender Translationsgeschwindigkeit ($a = V$) übergeht. Das Elektron würde sich also mit wachsender Geschwindigkeit abplatten und dabei auch sein Volum ändern (was übrigens von dem Righischen Elektron auch gilt, wenn seine Geschwindigkeit und Abplattung so groß wird, daß die Fläche 6. Ordnung nicht mehr durch ein Ellipsoid ersetzt werden kann). Um nun die „longitudinale" und „transversale" elektromagnetische Masse (m_l bzw. m_t) des Elektrons zu finden, hätte man zunächst die magnetische Feldenergie T zu berechnen und daraus dann $m_t = 2\frac{d}{dv}\left(\frac{T}{v}\right)$ und $m_l = \frac{2T}{v^2}$. Die Berechnung von T erfordert eine Annahme über das Feld im Innern des Elektrons; nimmt man mit Righi an, daß das Feld dort Null sei, so ergibt sich

$$T = \frac{e^2a^2(1-a^2)^2}{4}\int_0^\pi\int_\varepsilon^\infty \frac{\sin^3\varepsilon\, d\varepsilon\, dr}{r^2(1-a^2\sin^2\varepsilon)^3} = \frac{1}{4}e^2a^2(1-a^2)^2\int_0^\pi \frac{1}{\varrho}\frac{\sin^3\varepsilon}{(1-a^2\sin^2\varepsilon)^3}d\varepsilon, \qquad (3)$$

oder durch Einsetzung von ϱ aus Gleichung (1):

$$T = \frac{1}{4}\frac{e^2}{\varrho_0}a^2(1-a^2)^{\frac{1}{2}}\int_0^\pi \frac{\sin^3\varepsilon\cdot d\varepsilon}{(1-a^2\sin^2\varepsilon)^2\sqrt[4]{1-a^4\sin^4\varepsilon}}$$

Für nicht zu große Werte von $a = \frac{v}{V}$ könnte man dieses Integral und folglich auch m_t oder $\frac{m_t}{m_0}$ $\left(\text{wo } m_0 = \lim \frac{2T}{v^2} \text{ für } v = 0\right)$ leicht in eine nach Potenzen von a^2 fortschreitende Reihe entwickeln, wie es Righi a. a. O. für die aus der Gleichung $\frac{1}{2}mv^2 = E - E_0$ berechnete (physikalisch bedeutungslose) „Masse" m getan hat. Indessen hat die weitere Durchführung der Rechnung wohl wenig Zweck, solange die Beobachtungsergebnisse durch die aus der viel einfacheren Abrahamschen Grundannahme folgende Formel in so befriedigender Weise darstellbar sind, wie es nach den letzten Messungen von W. Kaufmann der Fall ist. Sollte sich aber einmal das Bedürfnis nach einer anderweitigen

Berechnung der Elektronenmasse herausstellen, so wäre zu einem solchen Versuch vielleicht der vorstehend angedeutete Weg — etwa modifiziert durch eine plausiblere Annahme über das Feld im Innern des Elektrons — dem von Herrn Righi vorgeschlagenen vorzuziehen.

Heidelberg, Mai 1907.

(Eingegangen 16. Mai 1907.)

Über einige Beobachtungen Herrn Palmers, betreffend die Vergrößerung der Schlagweite elektrischer Funken.

Von K. v. Wesendonk.

Durch Referate in dem Jahrbuch der Naturwissenschaften für 1905/06, S. 61—62 und der Naturwissenschaftlichen Rundschau, XX. Jahrg., S. 461, 1905, wurde Verfassers Aufmerksamkeit auf eine kleine Arbeit eines Herrn Palmer gelenkt, welche J. J. Thomson der Cambridge Philosophical Society (siehe deren Proceedings für 1905, vol. 13, p. 60—68) vorgelegt hatte, und welche in bezug auf den Einfluß von Büschelentladungen auf die Schlagweite der Funken Anschauungen entwickelt, welche mit denen Verfs. gut übereinstimmen. So soll die von Faraday beobachtete größere Länge positiver Funken durch vorhergehende positive Büschel bewirkt werden: Isolatoren, isolierte Metallstücke, Flammen, in die Nähe der Anode gebracht, verlängern die Schlagweite, indem sie zunächst positive Büschel hervorrufen. Alle diese Versuche, sowie andere in verschiedenen Gasen und mit Elektroden von veränderlicher Gestalt deuten nach Palmer auf den Schluß hin, daß ein Büschel zunächst entsteht, welcher den Widerstand des Mediums für eine disruptive Entladung herabsetzt und so den Funkenübergang einleitet, wobei beide Entladungsarten unmittelbar aufeinander folgen können. Positive Büschel sind wirksamer als negative, was noch unerklärt sei. Das alles stimmt mit Darlegungen, die Verf. bereits vor längerer Zeit gegeben, gut überein. Wenn man in Betracht zieht, was über die Verschiedenheiten der positiven und negativen Büschel bekannt ist, so wird man wohl auch einigermaßen erklärlich finden, warum der positive Büschel der wirksamere ist.

Herr Palmer untersuchte verschiedene Mittel, die Funkenlänge zu vergrößern. Eines davon, nämlich Entnehmen eines Funkens an der Kathode oder an der Anode, bot der Erklärung Schwierigkeiten. Um den Effekt zu erzielen, mußten die Pole der Wimshurst-Maschine mit Leydener Flaschen verbunden sein, deren äußere Belegungen in guter leitender Verbindung standen. Herr Palmer meint, daß dann der dem einen Pol entnommene Funken eine Welle erzeugt, die zur anderen Flasche und damit dem anderen Pole sich fortpflanzt, und an dessen Polkugel resp. Polende eine Steigerung der elektromotorischen Intensität hervorruft.

Verf. hat nun durch Versuche mit einer kleinen Wimshurst- und ferner einer größeren Voßschen Maschine sehr leicht konstatieren können, daß, wenn an der Kathode sich ein Büschel zeigt (ein Büschel an der Anode ist nicht erforderlich), man durch Funkenziehen aus der negativen Polstange[1]) in vielen Fällen in der Tat Funkenübergang zwischen den Elektroden der Influenzmaschine erhält. Leitet man bei dieser eine gleichmäßige Drehung ein und schiebt die Polkugeln so weit auseinander, daß keine Funken mehr auftreten, wohl aber ein deutlicher negativer Büschel, so zeigt sich der gewünschte Effekt fast sicher. Die Leydener Flaschen mußten dabei eingeschaltet sein, ihre äußeren Belegungen[2]) wurden aber, und zwar eine jede mit einer anderen (ziemlich weit voneinander entfernten) Stelle an der Wasserleitung metallisch verbunden. Eine elektrische Welle von einer Flasche zur anderen konnte sich auf diese Weise wohl nicht fortpflanzen, Herrn Palmers Erklärung der Erscheinung ist demnach nicht annehmbar. Es ist aber auch gar nicht nötig, Funken aus der Kathode zu ziehen, es genügt, eine Spitze zu nähern, aus der ein positiver Büschel zur negativ geladenen Polstange übergeht, ja auch direkte Ableitung dieser durch Berühren mit der Hand oder mit schlechten Leitern, oder selbst eine gute Ableitung zur Erde, gibt die Bildung von Funken neben und besonders anstatt der Büschelentladungen. Sind die Polkugeln so groß[3]), daß bei Schlagweiten, für welche keine Funken mehr auftreten, keine Büschel oder sonstige Leuchterscheinungen sich zeigen, so versagen auch die oben genannten Hilfsmittel zur Funkenerzeugung. Versieht man aber die Kathode mit einer genügend kleinen Polkugel[4]), während an der Anode die große verbleibt, so kann man leicht auf besagte Weisen Funken hervorrufen, auch wenn an der Anode keinerlei Leuchterscheinung zu konstatieren ist. Es scheint hierbei wesentlich auf eine erhebliche Schwächung resp. Aufhebung des negativen Ausströmens als Büschel anzukommen,

1) Funkenentnahme an den Polkugeln selbst oder sonst Einwirkung auf diese wurde stets vermieden, da dann andere bekannte Einflüsse sich geltend machen.

2) Zur Funkenbildung ist eine größere Kapazität der Elektroden nötig oder doch sehr förderlich; vergl. die später angeführten Arbeiten von M. Töpler.

3) Im vorliegenden Falle von 30,6—31 mm Durchmesser.

4) Solche von 10,4 mm und 14,7 mm Durchmesser zeigten im vorliegenden Falle gut die betr. Wirkungen. Die Elektrodenstangen haben 12 mm Durchmesser.

welch letzteres einen relativ ruhigen, kontinuierlichen Ausgleich der von der Maschine gelieferten Elektrizitätsmengen ermöglicht, und es zur stark disruptiven Entladung nicht kommen läßt. Dabei steigt das Potential, wie man mit einem modifizierten Henleyschen Quadrantelektrometer leicht zeigen kann, an der Anode ganz merklich an, wenn man an der Kathode die Spannung herabsetzt, wie das durch die oben erwähnten Mittel zum Hervorrufen von Funken geschieht. Ist an der Anode eine Polkugel von kleinerer Dimension, so hat diese Potentialerhöhung eventuell das Hervorrufen von positiven Büscheln oder die Beförderung schon vorhandener solcher zur Folge, es finden dann auch an der Anode leuchtende Entladungen statt. Einfacher gestalten sich die Verhältnisse, wenn die positive Polkugel so groß [1]) ist, daß ein elektrisches Leuchten an ihr nicht auftritt, und also die sichtbare Entladung allein von der Kathode ausgeht. Wenn dann Funken entstanden, so schienen es nach Verfs. Bezeichnung sogenannte reine zu sein, d. h. solche, die sich nicht aus vorhandenen Büscheln heraus entwickelten, also nach Herrn M. Töplers [2]) Benennung einer Anfangsspannung zugehören. Wenn man eine ableitende Berührung der Kathode schnell aufhebt, kann man übrigens auch unter Umständen einen Funken erhalten, es steigt dann das negative Potential plötzlich an bis zu dem einem Funken entsprechenden Werte, bevor noch der dem gleichmäßigen negativen Büschelausströmen zugehörige Zustand in der Entladungsstrecke sich ausbilden kann. Dies tritt aber nach dem Funkenübergange sofort ein und die Büschelentladung an der Kathode tritt dann auch gleich auf.

Schwieriger, wie schon Herr Palmer angibt, aber doch deutlich wahrnehmbar, ist eine ähnliche Beförderung der Funkenbildung am positiven Pol nachzuweisen, wenn dieser eine genügend kleine Kugel ist [3]), an der sich ein regelmäßiger (pfeifender) Büschel oder eventuell Glimmen auszubilden vermag. An der Kathode möge die große Kugel (31 mm Durchmesser) verbleiben, an der nun aber auch eventuell sich negative Büschel zeigen. Zieht man nun die Maschinenpole so weit auseinander, daß bei geeigneter konstanter Drehgeschwindigkeit der Scheibe eben keine Funken mehr auftreten, und zieht nun aus der Anode Funken oder nähert ihr eine Spitze (zugespitzter Graphitstab erschien dazu günstig) oder bringt eine genügend schlecht leitende Ableitung an ihr an (z. B. ein feuchtes Leinenband, das einfach zu einem benachbarten Tische führt), so kann man unschwer dadurch Funkenentladung erreichen. Die schnell aufeinander folgenden, ein nahezu gleichmäßiges Ausströmen der Elektrizität bewirkenden Büschel werden dabei intermittierender, ihr Aussehen struppiger zunächst schmaler, gestreckter, aus positivem Glimmen, wenn solches vorhanden, brechen Büschel hervor, und an der Kathode werden vorhandene negative Büschel verstärkt, resp. erst hervorgerufen. In diese Erscheinungen hinein knallen dann mehr oder minder oft, je nach Umständen, Funken von einem Pol zum anderen hinüber, insbesondere dann, wenn die beiden Büschel an Anode resp. Kathode nahezu schon zusammentreffen, doch ist das nicht notwendige Bedingung für die Funkenbildung. Dient als Kathode eine größere Metallscheibe, als Anode dieselbe kleine Kugel wie zuvor, so kann man bei guter Ableitung der positiven Polstange jetzt, wenn ohne Ableitung ein großer bis zur Platte reichender Büschel sich ausgebildet, in diesem Funken erhalten, bei größeren Schlagweiten mehr vereinzelte, bei kleineren einen Funkenstrom. Dabei geht der in das baumkronenartige Gebilde des Büschels ziemlich weit hinein verlängerte Stil in den Funken über, es scheint aber stets neben diesen noch Büschelentladung bestehen zu bleiben. Kommt es nicht zu Funkenübergang, so macht Ableitung der Anode doch die Büschel disruptiver (bis zu vereinzeltem Auftreten) und streben die Lichtgebilde darnach, bis zur Platte zu reichen. [1]) Annähern einer Spitze an die Anode wirkt in diesem Falle (kleine Kugel gegenüber Platte) viel zu schwach und hat kaum einen merklichen Effekt. Es kommt eben nach Verfs. Ansicht bei Versuchen, wie die des Herrn Palmer, lediglich darauf an, solche Bedingungen im Entladungsraume zu schaffen, daß Manipulationen wie Funkenziehen an einer Elektrodenstange imstande [2]) sind, genügend große Änderungen in der dynamischen Potentialverteilung zu bewirken, um die nahezu kontinuierliche Büschel- oder Glimmentladung in stark disruptive Übergänge der Elektrizität zu verwandeln. Die Art der Entladung hängt ja nicht allein von der Potentialdifferenz zwischen den beiden Elektroden ab, sondern auch von der Höhe der Spannung an den einzelnen Polen. Zur Orientierung über solche Fragen geben Herrn M. Toeplers [3])

1) Dazu genügten die Kugeln von 30,6—31 mm Durchmesser in unserem Falle.

2) M. Töpler, Ann. d. Physik **19**, 191, 1906.

3) Die oben erwähnten Kugeln von 10,4 mm resp. 14,7 mm leisteten auch hier das Gewünschte.

1) Resp. mit aus der Platte hervorbrechenden zusammenzutreffen.

2) Stand die kleine Kugel als negativer Pol der Platte als positivem gegenüber, so verblieb auch bei guter Ableitung der Kathode die nahezu kontinuierliche negative Büschelentladung bestehen, keine Funken waren zu erzielen.

3) M. Töpler, Ann. d. Physik **2**, 560—635, 1900; **7**, 477—493, 1902; **10**, 730—747, 1903; **19**, 191—209, 1906.

ausgedehnte Untersuchungen manche Anhaltspunkte, wenn man sich auch dabei vor zuviel Schablonenhaftem etwas hüten muß. Man vermißt z. B. Angaben über das von Warren de la Rue bemerkte und vom Verf. gelegentlich bestätigte leichtere Auftreten negativer Funken bei kleinen Schlagweiten an stark gekrümmten Elektroden gegenüber positiven solchen, und auch das so oft beobachtete leichtere Ausströmen der negativen Elektrizität zwischen Spitze und Platte z. B. tritt zu sehr in den Hintergrund, während doch gerade dieses Verhalten sich in praxi sehr bemerklich macht.

(Eingegangen 15. April 1907.)

Bedingungen für die photographische Beobachtung des Doppler-Effektes bei Kanalstrahlen.

Von J. Stark.

1. Einleitung. — G. F. Hull[1]) hat im Cavendish Laboratory in Cambridge Beobachtungen über den Doppler-Effekt an Kanalstrahlen angestellt. Es gelang ihm, diesen Effekt bei den Serienlinien des Wasserstoffs nachzuweisen; dagegen gelang ihm dies nicht bei den Linien des Quecksilbers und Heliums. In einem gewissen Zusammenhang mit diesem negativen Resultat steht folgendes negative Resultat J. J. Thomsons.[2]) Dieser beobachtete an Kanalstrahlen gleichzeitig die magnetische und elektrische Ablenkung und berechnete daraus die spezifische Ladung $\left(\frac{e}{m}\right)$ der Strahlenteilchen. Bei sehr niedrigem Gasdruck fand er unabhängig von der Natur des absichtlich eingeführten Gases (Wasserstoff, Helium, Luft, Argon, Neon, Kohlensäure) zwei Strahlenarten, nämlich eine, für welche $\frac{e}{m}$ zu $1 \cdot 10^4$, und eine, für welche $\frac{e}{m}$ zu $5 \cdot 10^3$ sich ergab; abgesehen von Helium $\left(\frac{e}{m} = 2{,}5 \cdot 10^3\right)$ fand er keine weiteren Arten von Kanalstrahlen in den verschiedenen Gasen bei sehr niedrigem Druck.

Im Gegensatz zu J. J. Thomson hat bereits vor längerer Zeit W. Wien[3]) in Sauerstoff, indem er sorgfältig Wasserstoff ausschloß, charakteristische Kanalstrahlen aufgefunden und für sie $\frac{e}{m}$ zu $0{,}75 \cdot 10^3$ ermittelt. Und im Gegensatz zu Hull ist es mir zusammen mit den Herren Hermann und Kinoshita[1]) gelungen, bei allen stärkeren *Hg*-Linien von $\lambda 4359 - \lambda 2537$ den Doppler-Effekt nachzuweisen und sogar detaillierte Messungen über seine Größe an verschiedenen Linien anzustellen. Obwohl es nun auch gelungen ist, den Doppler-Effekt bei den Linien von Kalium[2]), Stickstoff[3]), Kohlenstoff[4]), Sauerstoff[5]), und Helium[6]) an den Kanalstrahlen in diesen Gasen photographisch zu beobachten und aus seiner Größe einen für ein jedes Gas charakteristischen Wert von $\frac{e}{m}$ abzuleiten, mag es doch nach den negativen Resultaten von Hull und J. J. Thomson zweifelhaft erscheinen, ob den entgegenstehenden positiven Resultaten mehr zu vertrauen sei; auch mag mancher Fachgenosse bei der Wiederholung der Versuche über den Doppler-Effekt bei den *Hg*- und *He*-Linien mit den gleichen Schwierigkeiten zu kämpfen haben, auf die offenbar Herr Hull nicht genügend geachtet hat. Darum ist es wohl angebracht, wenn ich zur Ergänzung früherer Mitteilungen die Bedingungen darlege, die zu erfüllen sind, wenn man den Doppler-Effekt an den Spektrallinien eines Gases photographisch beobachten will.[7])

2. Die ruhende Intensität im Spektrum der Kanalstrahlen. — Läßt man die Kanalstrahlen im Visionsradius sich nähern oder entfernen, so erscheinen die von ihnen emittierten Spektrallinien proportional ihrer Geschwindigkeit verschoben nach der rechten oder linken Seite der „relativ ruhenden" Spektrallinien, die man erhält, wenn die Kanalstrahlen orthogonal zum Visionsradius laufen. Indes erhält man in allen bis jetzt untersuchten Fällen auch dann, wenn die Kanalstrahlen im Visionsradius verlaufen, die ruhenden Linien neben dem verbreiterten Streifen der bewegten Linien. Man mag zunächst versucht sein, auf folgende Weise dieses Auftreten der für jede Richtung des Visions-

1) G. F. Hull, Astrophys. Journ. **25**, 1, 1907.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **13**, 561, 1907.
3) W. Wien, Ann. d. Phys. **9**, 660—664, 1902.

1) J. Stark, W. Hermann und S. Kinoshita, Ann. d. Phys. **21**, 462, 1906.
2) J. Stark und K. Siegl, Ann. d. Phys. **21**, 457, 1906.
3) W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 567, 1906.
4) S. Kinoshita, diese Zeitschr. **7**, 355, 1906.
5) K. Siegl, Wien. Ber. **116**, 129, 1907.
6) H. Rau, diese Zeitschr. **8**, 360, 1907. (S. unter „Briefkasten".)
7) Wegen der Schwierigkeit, die feinen Einzelheiten der *Hg*-Spektrogramme, welche den Doppler-Effekt zeigen, in einer Reproduktion wiederzugeben, habe ich bis jetzt von einer solchen abgesehen. Indes wird in dem Abdruck des Vortrages, den ich auf Einladung des Nederlandsch Natuur- und Geneeskundig Congres in Leiden über die positive und die negative Elektrizität in der Spektralanalyse gehalten habe und der in den Abhandlungen des Kongresses und im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik erscheinen wird, ein Teil meiner *H*- und *Hg*-Spektrogramme in einer hoffentlich guten Reproduktion erhalten sein. Von A. Krüß in Hamburg (Adolphbrücke) werden Dianegative von einigen meiner Spektrogramme (*H* und *Hg*) in den Handel gebracht.

radius ruhenden Linien zu erklären: die negative Glimmschicht bringt unter der Wirkung der Kathodenstrahlen „absolut ruhende" Linien zur Emission; durch die Löcher in der Kathode mag dieses Licht in den Kanalstrahlenraum fallen und mit dessen Emission sich mischen. Indes ist diese Erklärung nicht richtig. Man erhält nämlich die „absolut ruhenden" Linien von dem Kanalstrahlenraum auch dann, wenn der Visionsradius so orientiert ist, daß von der negativen Glimmschicht kein Licht in ihn gelangen kann. Wir haben es demnach als Tatsache zu betrachten, daß der Gasraum, in welchem Kanalstrahlen verlaufen, neben der bewegten Intensität der Strahlenteilchen selbst gleichzeitig Spektrallinien emittiert, deren Träger in bezug auf keine Richtung im Raume eine beträchtliche Geschwindigkeit besitzen (abgesehen von der gemeinsamen kosmischen Translationsgeschwindigkeit des Objektes und des Beobachters.

Bei der Photographie des Spektrums der Kanalstrahlen erhält man also immer die ruhenden Linien; schon nach kurzer Exposition erhält man sie in beträchtlicher Intensität von den Kanalstrahlen in Quecksilberdampf oder Helium. Mit der Aufnahme der ruhenden Linien des Kanalstrahlenraumes ist indes die Aufgabe, das Fehlen oder das Auftreten des Doppler-Effektes nachzuweisen, noch nicht gelöst; diese besteht ja darin, die bewegte Intensität, also neben den ruhenden Linien den Streifen der bewegten Linien photographisch wahrnehmbar zu machen. Und es wäre nicht gerechtfertigt, von vornherein anzunehmen, daß die bewegte Intensität proportional der ruhenden sein müsse, wenn die Linien überhaupt den Doppler-Effekt zeigen. Die Emission der ruhenden Intensität und die Emission der bewegten Intensität von Serienlinien sind offenbar verschiedene Vorgänge und folgen verschiedenen Gesetzen.

Kürzlich habe ich zwei Hypothesen über den Ursprung der bewegten Intensität in der Lichtemission der Kanalstrahlen mitgeteilt. Von ihnen ist die wahrscheinlichere die Hypothese, daß die Kanalstrahlenteilchen beim Durchgang durch die Wirkungssphären anderer materieller Teilchen Deformationen erleiden und dabei innere oszillatorische Energie aufnehmen. Die ruhenden Serienlinien, welche von dem Kanalstrahlenraum emittiert werden, haben offenbar auch positive Atomionen zu Trägern wie die zu ihnen gehörenden bewegten Serienlinien. Indes besitzen die Träger der ruhenden Linien keine beträchtliche Geschwindigkeit. An früheren Stellen habe ich die Vermutung geäußert, daß die ruhende Intensität ihren Ursprung habe in der Ionisierung neutraler Atome durch die Kanalstrahlen; bei der Ionisierung entständen einerseits ruhende Atomionen, andererseits besäßen diese infolge der Deformation bei der Ionisierung innere oszillatorische Energie. Zur Ergänzung dieser Ansicht möchte ich noch auf eine andere Ursache der ruhenden Intensität der Serienlinien eines Kanalstrahlenraumes hinweisen. Wie von Chr. Füchtbauer[1]) und J. J. Thomson[2]) für die Kanalstrahlen, von P. Ewers[3]) für die α-Strahlen gezeigt wurde, bringen die positiven Strahlen beim Auftreffen auf feste Körper und wahrscheinlich auch beim Auftreffen auf die Moleküle eines Gases langsame Kathodenstrahlen zur Emission; nach den Messungen von Füchtbauer beträgt die Geschwindigkeit dieser sekundären negativen Strahlen bis zu $3{,}6 \cdot 10^8\,\mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$ oder entspricht 36 Volt frei durchlaufener Spannungsdifferenz. In dem von primären Kanalstrahlen durchlaufenen Gasraum sind also neben diesen gleichzeitig sekundäre langsame Kathodenstrahlen vorhanden. Nun wissen wir, daß sowohl die schnellen Kathodenstrahlen in der negativen Glimmschicht als auch die langsamen Kathodenstrahlen in der positiven Lichtsäule ein Gas zur Emission von ruhenden Serienlinien veranlassen. Darum können wir folgern, daß auch die langsamen sekundären Kathodenstrahlen im Kanalstrahlenraum ruhende Serienlinien zur Emission bringen. Wie die nachstehende Tabelle ersehen läßt, ist in der Tat bei verschiedenen Gasen ein Parallelismus vorhanden zwischen den ruhenden Intensitäten der Serienlinien im Kanalstrahlenraum und in der positiven Lichtsäule.

Tabelle I.

Gas	Ruhende Intensit. d. Serienlinien		Beobachter
	in den Kanalstrahlen	in der positiven Säule	
Stickstoff	gering	gering	Hermann
Kohlenstoff	gering	gering	Kinoshita,
in Verbindung			Stark u. Rau
Wasserstoff	mäßig	gering	Stark
Quecksilber	groß	groß	Stark
Helium	sehr groß	sehr groß	Rau

Auch aus den weiter unten stehenden Figuren ist zu ersehen, wie verschieden groß die ruhenden Intensitäten bei verschiedenen Elementen (*He* und *C*) sein können.

Im Einklang mit der hier vertretenen Hypothese über den Ursprung der ruhenden Intensität des Kanalstrahlenraumes steht die bereits früher mitgeteilte Tatsache (Ann. d. Phys. **21**, 249, 1906), daß die ruhende Intensität um so größer ist, je stärker die Absorption der Kanalstrahlen

1) Chr. Füchtbauer, diese Zeitschr. **7**, 153, 748, 1906.
2) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. **13**, 212, 1906.
3) P. Ewers, diese Zeitschr. **7**, 148. 1906.

in dem von ihnen durchlaufenen Gas ist, also je größer der Druck und je größer die Dichte des Gases ist.

Im Anschluß an das Vorhergehende ist noch folgende Bemerkung am Platz. Wie die Beobachtung an Wasserstoff, Stickstoff und Kohlenstoff gezeigt hat, emittiert der Kanalstrahlenraum neben den bewegten und ruhenden Serienlinien auch gleichzeitig das dazu gehörige Bandenspektrum. Nach meiner Ansicht kommt dieses bei der totalen oder partiellen Wiedervereinigung der Ionen (diese Zeitschr. **7**, 355, 892, 1906) zur Emission. Und dementsprechend habe ich gefolgert[1]), daß Gase, welche von den Strahlen aktiver Substanzen ionisiert werden, infolge der Wiedervereinigung ihr Bandenspektrum emittieren. Dies ist ja auch für Stickstoff[2]) gefunden worden. Da die α-Strahlen schnelle Kanalstrahlen darstellen, und da sie ebenso wie diese langsame sekundäre Kathodenstrahlen erzeugen, so ist zu folgern, daß ein von ihnen durchlaufenes Gas nicht bloß zur Emission seines Bandenspektrums, sondern auch zur Emission ruhender Serienlinien veranlaßt wird. Bei Stickstoff, Wasserstoff und Kohlenstoff wird diese Emission von ruhenden Serienlinien unter dem Einfluß von α-Strahlen sehr wenig intensiv sein, dagegen dürfte bei Helium ihre Intensität so groß sein, daß sie beobachtet werden können.[3])

3. Abhängigkeit der bewegten Intensität von der Translationsgeschwindigkeit. — Das Vorhergehende dürfte genügen, klar zu machen, daß das Auftreten der ruhenden Serienlinien im Spektrum des Kanalstrahlenraumes in keinem direkten Zusammenhang steht mit dem Auftreten einer bewegten Intensität der Linien und daß man nicht, wie Herr Hull es bei Helium und Quecksilber getan hat, die ruhenden Serienlinien der Kanalstrahlen mit den ruhenden Serienlinien der positiven Säule hinsichtlich einer Verschiebung im Sinne eines Doppler-Effektes vergleichen darf. Will man diesen photographisch nachweisen, so hat man die Bedingungen so zu wählen, daß die bewegte Intensität der Kanalstrahlenteilchen selbst auf der photographischen Schicht einen Eindruck hervorruft, der oberhalb des Schwellenwertes der Sichtbarkeit liegt.

Die erste Bedingung dafür ist, daß man die Lichtemission der Kanalstrahlenteilchen selbst groß macht. Wie von mir und anderen gezeigt wurde, liegt zwischen den ruhenden Serienlinien und ihrem Doppler-Effekt ein mehr oder weniger breites Intensitätsminimum. Entsprechend der Breite dieses Minimums ist der Doppler-Effekt unterhalb eines gewissen Wertes der Translationsgeschwindigkeit nicht mehr nachzuweisen. Es ließ sich weiter zeigen, daß oberhalb dieses Minimums die Strahlungsintensität rasch mit der Geschwindigkeit wächst. Ferner ergab sich, daß die aus dem maximalen Doppler-Effekt berechnete kinetische Energie immer beträchtlich kleiner ist, als dem wirksamen Kathodenfall entspricht. Aus alledem folgt, daß man die Kanalstrahlen bei hohem Kathodenfall erzeugen muß, wenn die bewegte Intensität beträchtlich sein soll, und zwar muß man den Kathodenfall während der ganzen Exposition hoch halten; in der Zeit, während welcher er niedrig ist, wird keine bewegte Intensität, sondern nur ruhende Intensität gewonnen. Diese Forderung habe ich bereits in meiner ausführlichen Mitteilung erörtert und kürzlich von neuem gegenüber Herrn Hull (Astrophys. Journ. **25**, 230, 1907). Es sei darum hier lediglich kurz darauf hingewiesen.

4. Einfluß der Lichtstärke und der Dispersion des Spektrographen auf die Intensität im Doppler-Effekt. — Wie alle bisherigen Beobachtungen ergeben haben, besteht die bewegte Intensität im Doppler-Effekt der Kanalstrahlen nicht aus einer einzigen scharfen Linie von der gleichen Breite wie die dazu gehörige ruhende Linie, sondern ist ein verbreiterter Streifen, der sich zusammensetzt aus den vielen einzelnen Linien, welche verschiedenen Translationsgeschwindigkeiten entsprechen. Bei endlicher Breite des Spaltes lagern sich bei kleiner Dispersion die bewegten Linien mit ihren Rändern kontinuierlich übereinander und verstärken so den photographischen Eindruck. Wächst die Dispersion des Spektrographen, so bleibt die Breite der ruhenden Linie (diese besitze eine sehr geringe Breite) und ebenso die Breite der einzelnen bewegten Linien bestimmter Geschwindigkeit ungeändert; dagegen wächst mit der Dispersion der Abstand

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **2**, 147, 1905.

2) R. Pohl, Bericht über die Lichtemission von Gasen vor radioaktiven Substanzen. Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **4**, 100, 1907.

3) Nach der hier vertretenen Ansicht bringen also die α-Strahlen neben ihrer eigenen von mir vermuteten Lichtstrahlung, die den Doppler-Effekt zeigen muß, in einem Gase dessen Bandenspektrum und dessen ruhende Serienlinien zur Emission, und zwar sowohl durch ihre eigene ionisierende Wirkung als auch indirekt durch die Wirkung der von ihnen erzeugten langsamen Kathodenstrahlen. Kanalstrahlen und langsame Kathodenstrahlen bringen in Stickstoff das positive Bandenspektrum stärker als das negative Bandenspektrum zur Emission; schnelle Kathodenstrahlen erregen dagegen auch das negative Bandenspektrum zu beträchtlicher Intensität (W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 567, 1906). Nun hat B. Walter (Ann. d. Phys. **20**, 327, 1906) gezeigt, daß das Bandenspektrum, welches von den α-Strahlen des Poloniums in Stickstoff erzeugt wird, mehr mit dem Spektrum der positiven Lichtsäule (langsame Kathodenstrahlen), dagegen das Bandenspektrum, welches von den Strahlen des Radiums erzeugt wird, mehr mit demjenigen der negativen Glimmschicht (schnelle Kathodenstrahlen) übereinstimmt. Dieser Unterschied der zwei Fälle mag sich daraus erklären, daß bei Radium zu der Wirkung der α-Strahlen noch die Wirkung von etwa gleich stark absorbierbaren primären oder sekundären β-Strahlen (schnelle Kathodenstrahlen) tritt.

der bewegten Linien untereinander oder es wächst die Breite des Doppler-Effektes. Soll darum jetzt im Doppler-Effekt die Schwärzung der photographischen Platte ebenso intensiv sein wie zuvor bei der kleinen Dispersion, so muß entweder die Lichtstärke des Spektrographen oder die Expositionszeit gesteigert werden. Geht man zu noch größerer Dispersion über, so bleibt die ruhende Linie in Breite und Intensität sich gleich, dagegen wird der Doppler-Effekt in ein so breites Band auseinandergezogen, daß er sich im Vergleich zu der ruhenden Linie der Beobachtung entzieht. Hieraus folgt, daß zum Zweck der Beobachtung des Doppler-Effektes die Lichtstärke gleichzeitig mit der Dispersion des Spektralapparates erhöht werden muß, falls nicht untunlich lange Zeit exponiert werden soll. Die Verhältnisse für die Beobachtung der ruhenden Linie und des Doppler-Effektes bei den Kanalstrahlen liegen analog den Verhältnissen für die Beobachtung der scharfen Emissionslinien der Protuberanzen bei Gegenwart von diffusem Sonnenlicht; durch Vergrößerung der Dispersion wird dessen kontinuierliches Spektrum stark geschwächt, während die scharfen Protuberanzenlinien ihre Intensität behalten.

Die Beobachtungen über den Doppler-Effekt an den Linien des Wasserstoffes, Kaliums, Stickstoffes und Kohlenstoffes wurden von mir und meinen Mitarbeitern in Göttingen mit einem Prismenspektrographen gemacht; dessen Optik ist aus ultraviolett durchlässigem Glas hergestellt; er besitzt drei Prismen von 64°; für λ 586 $\mu\mu$ kommen auf 0,1 mm der Trockenplatte 6 Ångström, für λ 466 $\mu\mu$ 2,6 Å., für λ 352 $\mu\mu$ 0,9 Å.; das Öffnungsverhältnis seines Kollimatorobjektivs beträgt 1:10, dasjenige seines Kameraobjektivs 1:15. Mein neuer Spektrograph [1]), den ich Herrn Dr. Rau zu seinen Beobachtungen an den Kanalstrahlen in Helium überlassen habe, und mit dem er die zwei weiter unten abgebildeten Linien erhalten hat, besitzt ein System von drei Prismen für senkrechten Eintritt und Austritt der Strahlen; für λ 588 $\mu\mu$ kommen 8,0 Å. auf 0,1 mm, für λ 447 $\mu\mu$ 2,43 Å., für λ 427 $\mu\mu$ 1,75 Å., das Öffnungsverhältnis seines Kollimator- und Kameraobjektivs beträgt 1:6,5. Außerdem habe ich zu der Beobachtung des Doppler-Effektes an den *H*- und *Hg*-Linien ein kleines lichtstarkes Rowlandsches Konkavgitter verwendet; dieses hat 1 m Krümmungsradius und 590 Furchen auf 1 mm, in seinem Spektrum erster Ordnung kommen 1,64 Å. auf 1 mm, sein Öffnungsverhältnis ist 1:12. Herr Hull hat zu seinen erfolglosen Beobachtungen über den Doppler-Effekt bei den *Hg*- und *He*-Linien außer einem Spektrographen mit einem Flintglasprisma hauptsächlich ein Stufenspektroskop verwendet, dessen Dispersion äquivalent war derjenigen eines Gitters von 9600 Furchen auf 1 mm.

1) Die Mittel zu seinem Bau sind mir von der Kgl. Preuß. Akademie der Wissenschaften bewilligt worden.

5. Über gemischte Kanalstrahlen (gemeinsam mit H. Rau). — Von Einfluß auf die Intensität im Doppler-Effekt bei den Linien eines Gases ist an dritter Stelle die Reinheit des Gases. Wie nämlich feststeht, kann aus einem Gemisch mehrerer Gase ein Gemisch von verschiedenartigen Kanalstrahlen entstehen. Um darum die Lichtemission durch die Kanalstrahlen eines Gases möglichst intensiv zu machen, hat man das Gas möglichst frei von Verunreinigungen zu halten, so daß der Anteil fremder Gase an den Kanalstrahlen möglichst klein wird. Bei höherem Druck des zu untersuchenden Gases ist diese Forderung noch angenähert auf folgende Weise zu erfüllen. Man läßt vor den Beobachtungen durch die Röhre einen intensiven Strom mehrere Stunden lang gehen und spült sie andauernd mit Wasserstoff aus; während der Exposition selbst pumpt man in kurzen Zwischenräumen die Röhre so leer als möglich und läßt dann wieder frisches Gas in sie treten. Bei sehr niedrigem Gasdruck ist indes die Gasfüllung einer Röhre während des Stromdurchganges nicht einmal mehr für ganz kurze Zeit auch nur mit einiger Sicherheit konstant zu halten; es bringt nämlich die elektrische Strömung einerseits Gas zum Verschwinden, andererseits macht sie beständig aus den Gefäßwänden, aus den Elektroden und aus chemisch zusammengesetzten Gasen im Gasraum selbst kleine Mengen fremder Gase frei, die an die Stelle des künstlich, eingeführten rasch absorbierten Gases treten oder dieses aus der Stromröhre fortspülen. Besonders die Kanalstrahlen selbst üben im Gasraum oder auf die Stellen der Gefäßwand, auf die sie fallen, eine ungemein stark zersetzende Wirkung aus. Das einzige Mittel, bei sehr niedrigem Druck ein künstlich eingeführtes Gas in einer Kanalstrahlenröhre angenähert rein zu halten, besteht darin, an dem einen Ende der Röhre beständig das Gas einzulassen und am anderen Ende abzupumpen. Bei mehreren von meinen Aufnahmen, die ich in Göttingen von dem Doppler-Effekt an den *Hg*-Linien machte, wurde von jenem Kunstgriff in folgender Form Gebrauch gemacht. Es wurden Quecksilbertröpfchen durch Schütteln an viele Stellen der Röhre gebracht; durch die elektrische Strömung wurde diese erhitzt; infolgedessen verdampfte langsam Quecksilber und spülte die aus der Röhre entwickelten Gase in die Pumpe; diese war gleichzeitig fast ununterbrochen in Tätigkeit. Auf diese Weise

wurden Spektrogramme erzielt, die außer einigen *Al*-Linien nur die *Hg*-Linien zeigen.

Daß es ungemein schwer, ja fast unmöglich ist aus einer Kanalstrahlenröhre bei niedrigem Gasdruck den Wasserstoff fernzuhalten, hat W. Wien in seinen Untersuchungen über die Kanalstrahlen gezeigt. Auch Hermann, Siegl und Kinoshita haben den Doppler-Effekt an den Linien des Stickstoffs, Sauerstoffs und Kohlenstoffs nicht erhalten können, ohne gleichzeitig den Doppler-Effekt an den Serienlinien des Wasserstoffs zu erhalten. Herr Rau [1]) hat die Kanalstrahlen in Helium bei sehr niedrigem Druck untersucht; er hat zwar in seinen ersten Versuchen vor den Expositionen die Stromröhre längere Zeit gereinigt und auch während der Expositionen öfters frisches Helium eingelassen; indes stand der Gasraum mit Siegellack- und Fettdichtungen in Berührung; die Folge hiervon war, daß er auf seinen ersten Spektrogrammen den Doppler-Effekt gleichzeitig an den Heliumlinien, an den Wasserstofflinien, an den Kohlenstofflinien 4267 und 5661 und an mehreren Sauerstofflinien erhielt. Er hatte also ein Gemisch von *He*-, *H*-, *C*- und *O*-Kanalstrahlen. Was an diesen Spektrogrammen sofort am meisten auffiel, war sowohl die große bewegte Intensität der *C*-Linien als auch die Größe ihres Doppler-Effektes. Fig. 1 zeigt ungefähr in 5,5 facher Vergrößerung die *He*-Linie 4472, Fig. 2 die *C*-Linie 4267 eines Spektrogrammes von Herrn Rau. Das Spektrogramm wurde in folgender Weise erhalten. Erst wurde das obere und untere Drittel des Spaltes abgedeckt und die Stromröhre so gestellt, daß die Kanalstrahlen auf das offene mittlere Drittel des Spaltes zuliefen; dann wurde das mittlere Drittel abgedeckt, das obere und untere Drittel geöffnet und die Stromröhre so gestellt, daß die Kanalstrahlen orthogonal zum Visionsradius liefen. Da Kohlenstoff in einem Gase von sehr niedrigem Druck neben Wasserstoff eine große Rolle als Verunreinigung spielen dürfte, so habe ich an einem guten Spektrogramm von Herrn Rau den maximalen Doppler-Effekt für zwei *He*- und zwei *C*-Linien gemessen. Die Tabelle II enthält diese Messungen.

Fig. 1. *He*-Linie 4472.

Fig. 2. *C*-Linie 4267.

Tabelle II.

Gas	Wellenlänge	Max. Verschieb. $\Delta\lambda_m$ in Å.	Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^{10} \frac{\Delta\lambda_m}{\lambda}$ cm . sec^{-1}
Helium	4472	5,95	$3{,}99 \cdot 10^7$
	5876	6,72	$3{,}43 \cdot 10^7$
Kohlenstoff	4267	7,96	$5{,}60 \cdot 10^7$
	5661	8,23	$4{,}36 \cdot 10^7$

Bis auf wenige Prozent genau kann ich die Messungen für λ 4472 und λ 4267 erklären. Macht man nun die Annahme, daß die Träger der zwei Linien die gleiche Spannungsdifferenz frei durchliefen und daß die schnellsten Strahlen ($\Delta\lambda_m$) gleiche Bruchteile der hierbei von ihren Trägern geleisteten elektrische Arbeit in Form translatorischer Energie in den Kanalstrahlenraum überführten, so dürfen wir setzen $\frac{(e/m)_C}{(e/m)_{He}} =$

1) Er wird seine Untersuchungen an anderer Stelle ausführlich mitteilen.

$\frac{v^2_{C\,4267}}{v^2_{He\,4472}} = 1{,}96$, und setzen wir weiter $\left(\frac{e}{m}\right)_{He\,4472} = 2{,}5 \cdot 10^3$, so folgt $\left(\frac{e}{m}\right)_{C\,4267} = 4{,}9 \cdot 10^3$; dies Resultat wäre zu erklären, wenn der Träger der Kohlenstofflinie 4267 ein vier- bis sechswertiges Kohlenstoffion wäre, wenn also das Kohlenstoffatom in den Kanalstrahlen vier bis sechs negative Elektronen verlieren würde. Ich bin nun nicht der Meinung, daß durch die obige Beobachtung diese Folgerung sichergestellt ist. Indes ist die Möglichkeit ernst zu beachten, daß die Kohlenstoff-Kanalstrahlen mehrwertige positive Atomionen sein können, um so mehr als ich schon für Quecksilber gezeigt habe, daß es ein-, zwei- und mehrwertige positive Strahlen liefert. Sind im Glimmstrome vor der Kathode gleichzeitig mehrere verschiedenwertige positive Atomionen vorhanden und durchlaufen diese dieselbe Spannungsdifferenz frei, so entstehen positive Strahlen (Kanalstrahlen) von verschieden großen kinetischen Energien; diese verhalten sich nämlich wie die elektrischen Ladungen der Ionen.

Die obige Annahme, daß verschiedenartige Kanalstrahlen in größerem Abstand von der Kathode gleiche Bruchteile der an ihnen vor der Kathode geleisteten elektrischen Arbeit als kinetische Energie hinter der Kathode besitzen, wird wohl nur in Ausnahmefällen genau richtig sein. Denn auf ihrer Bahn im Gas hinter der Kathode passieren die Kanalstrahlen die Wirkungssphären von Gasmolekülen und verlieren hierbei Bruchteile ihrer kinetischen Energie. Von einem Gemisch verschiedenartiger Kanalstrahlen werden diejenigen Strahlen am weitesten im verdünnten Gas vordringen und schließlich übrig bleiben, welche selbst eine kleine Wirkungssphäre (Atomgewicht?) besitzen oder infolge von Mehrwertigkeit eine große kinetische Energie aus dem elektrischen Feld vor der Kathode gewonnen haben. Hieraus folgt, daß von einem Gemisch verschiedener Gase eine Komponente mit einem viel größeren Prozentsatz an den Kanalstrahlen hinter der Kathode beteiligt sein kann, als ihrem Partialdruck entspricht.

Hannover, Mai 1907.

(Eingegangen 4. Juni 1907.)

Demonstrationen von Phasendifferenzen im Winkelmaß.

Von H. Starke.

Die Methoden, die Phasendifferenz zweier Wechselströme zu zeigen, geben im allgemeinen nicht die Winkelgröße, sondern es ist diese letztere erst durch Rechnung zu ermitteln. Dies gilt sowohl für die Bestimmungsart, nach welcher die Kurven beider Ströme gleichzeitig übereinander mittels zweier Oszillographen oder zweier Braunscher Röhren entworfen werden, als auch für die Methode der Lissajous-Figuren, welche mit zwei Oszillographen bzw. einer Braunschen Röhre mit zwei zueinander senkrechten Ablenkungsspulen erhalten werden. Die anderen Methoden, Phasendifferenzen zu bestimmen, dienen nicht zu direkter objektiver Demonstration, sondern vielmehr zu genauerer Berechnung derselben aus den Angaben, welche an Strom-, Spannungs- und Arbeitsmessern abgelesen werden. Die im folgenden beschriebene stroboskopische Methode zeigt direkt objektiv für ein großes Auditorium den Phasenwinkel, um welchen getrennt zwei Wechselströme verlaufen, welche gleiche Periode besitzen, am besten also von einem und demselben Generator stammen.

An der Achse der Wechselstrommaschine oder besser und bequemer eines durch sie betriebenen kleinen Synchronmotors wird eine runde, schwarze Pappscheibe von etwa 15 bis 20 cm Durchmesser befestigt, auf welcher ein schmaler, radialer Streifen weißen Papiers aufgeklebt ist. Kontinuierlich beleuchtet erscheint die rotierende Scheibe gleichmäßig weiß. Geschieht die Belichtung dagegen durch intermittierende Lichtblitze, welche im Tempo des Wechselstromes derart erfolgen, daß stets nach Ablauf einer vollen Periode ein neuer Blitz erscheint, so sieht man den weißen Radius unverändert an einer Stelle feststehen. Diese taktmäßige Beleuchtung geschieht nun leicht durch Entladungsfunken einer Leydener Flasche, welche an einen durch dieselbe Wechselstrommaschine betriebenen Funkeninduktor geschaltet ist. Man sieht hierbei, da die Funken nach je einer halben Periode, bei jedem Wechsel wiederkehren, den Radius in zwei diametralen Stellungen, so daß also die schwarze Scheibe von einem weißen Durchmesser durchzogen erscheint. Je nach der Phase des Beleuchtungsfunkens hat nun dieser Durchmesser eine verschiedene Lage, und es kann diese Erscheinung mit vielem Erfolg dazu verwendet werden, Phasendifferenzen zu demonstrieren.

Ist der benutzte Synchronmotor mehrpolig, so erfolgt im Laufe einer Periode nicht eine volle Umdrehung, sondern nur ein Bruchteil

einer solchen, und man sieht dementsprechend mehrere stillstehende Radien auf der Scheibe. Auch hiermit läßt sich natürlich eine Phasenverschiebung zeigen, indessen ist der Winkel der Drehung dann mit der Anzahl der Polpaare des Motors zu multiplizieren, um den Winkel der Phasendifferenz zu erhalten.

Anstatt den Induktor direkt mit dem Wechselstrom zu speisen, kann man mit demselben auch erst einen ganz kleinen zweiten Synchronmotor in Betrieb setzen, der seinerseits einen Stromunterbrecher für den Induktor betätigt. Man hat dabei den Vorteil, einen Lichtblitz während einer vollen Periode und damit das Bild des radialen Streifens in nur einer Lage zu erhalten.

Zum Zwecke der Winkelablesung wird eine Bogenskala entweder um die rotierende Scheibe oder transparent vor derselben angebracht. Recht instruktiv ist es auch, die Beleuchtung gleichzeitig durch zwei Funkenstrecken, von je einem Induktor betrieben, vorzunehmen, deren jede die Phase eines Wechselstromes anzeigt. Man sieht dann auf der rotierenden Scheibe zwei radiale Streifen, welche miteinander den Winkel der Phasendifferenz zwischen den zwei Wechselströmen bilden. Die Leydener Flaschen werden zweckmäßigerweise nicht zu klein gewählt, damit die Funken hell leuchten. Ich wendete eine Flasche von etwa 0,005 Mikrofarad an, d. i. eine Größe, wie sie in der Regel zu den größeren Flaschenbatterien verwendet wird. Die Beleuchtung ist damit so hell, daß die Erscheinung auf den hintersten Plätzen des großen Hörsaales im hiesigen Physikalischen Institut deutlich verfolgt werden kann. Erwähnt mag noch werden, daß, wenn die Funkenstrecke zu klein ist, nicht ein scharfer Funke, sondern mehrere schnell hintereinander im Laufe eines Wechsels auftreten, so daß man statt eines scharfen Bildes des radialen Streifens ein fächerartig ausgebreitetes Gebilde sieht. Der Funke hat dann einen zischenden Klang. Es ist stets leicht, ein absolut scharfes, feststehendes Bild des Streifens zu erhalten. Bei plötzlicher Entnahme eines kräftigen Stromes aus der Wechselstrommaschine kann man an den Schwankungen, die der radiale Streifen einige Sekunden lang ausführt, die Pendelungen zwischen Maschine und Synchronmotor deutlich beobachten.

Als intermittierende Lichtquelle ist auch — aber mit lange nicht dem guten Erfolge — statt des Induktionsfunkens eine Geißlersche Röhre oder, unter Fortfall des Induktors, auch eine mit dem Wechselstrom betriebene Bogenlampe, deren Lichtstrahlung ja merkwürdigerweise auch eine diskontinuierliche ist, zu verwenden. Indessen ist die Erscheinung in diesen Fällen naturgemäß eine viel verwaschenere. Anstatt des scharf begrenzten radialen Streifens sieht man breite Kreisausschnitte, so daß das Bild mehr das einer leuchtenden, von einem schwarzen, diametralen Schatten durchzogenen Scheibe ist, wobei der Schatten etwa das Aussehen des einen Balkens von dem schwarzen Kreuz in der Interferenzfigur hat, welche eine einachsige, senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kristallplatte im konvergenten, polarisierten Lichte zeigt. In Wechselstromzentralen, deren Hallen mit Wechselstrombogenlicht erleuchtet sind, kann man die verwandte Erscheinung des scheinbaren Stillstehens der die Lampen speisenden Maschine vielfach beobachten.

Es lassen sich mit der beschriebenen einfachen Anordnung leicht die folgenden sehr anschaulichen Versuche anstellen:

1. Phasenverschiebung durch Selbstinduktion.

In den Primärkreis des Induktors ist eine Wippe gelegt, durch deren Umlegen man entweder einen Widerstand oder eine Drosselspule in den Stromkreis einschaltet. Bei Umlegen der Wippe springt der auf der rotierenden Scheibe sichtbare radiale Streifen um ungefähr 90^0, und zwar beim Einschalten der Drosselspule in Richtung der Drehung, einer Verspätung des Funkens um eine viertel Periode entsprechend. Schaltet man zu der Drosselspule Ohmschen Widerstand hinzu, so dreht sich mit steigendem Widerstand der Streifen allmählich bis fast in die alte Lage zurück. Einbringung von Eisen in die Spule bewirkt wieder eine Drehung in umgekehrter Richtung, d. h. im Sinne der Drehung des Synchronmotors. Hiermit kann man leicht als Vorlesungsversuch die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten L der Spule verbinden. Ist φ der Drehungswinkel des radialen Streifens, so ist $\operatorname{tang} \varphi = \frac{\omega L}{w}$.

Mit Hilfe eines Tourenzählers am Synchronmotor kann $\omega = 2\pi \times$ Periodenzahl ermittelt werden.

2. Phasenverschiebung in einem Transformator bei verschiedener Belastung.

Vor die Primärspule des Induktors schaltet man die Primärspule eines Transformators.

Belastet man die Sekundärspule induktionsfrei, so erhält man infolge des zu dem vorher wattlosen Strome jetzt hinzutretenden Wattstromes eine Drehung des radialen Streifens in einem Sinne, welcher dem der Drehung des Synchronmotors entgegengesetzt ist. Diesen Versuch stellte ich so an, daß ich vor den Induktor eine um einen unterteilten Eisenkern gewickelte Spule von etwa 300 Windungen eines 2 mm starken Kupferdrahtes (auswechsel-

bare Primärspule eines im hiesigen Institut vorhandenen Funkeninduktors) schaltete. Acht Windungen eines 1 cm starken Kupferdrahtes bildeten die Sekundärspule dieses improvisierten Transformators. Sie wurde geschlossen durch einen 10 cm langen, $^3/_4$ cm dicken Eisenstab. Je weiter man diese Spule auf die andere aufschob, desto mehr drehte sich der radiale Streifen bis auf etwa 50°. Hier war die Belastung bereits so stark, daß der Eisenstab hell glühte.

3. Phasen einer Drehstrommaschine.

Ist, wie bei meinen Versuchen, die benutzte Maschine eine dreiphasige Drehstrommaschine, deren eine Phase den Synchronmotor mit der Pappscheibe betreibt, so kann man sehr schön die drei Phasen der Maschine zeigen, indem man diese zeitlich hintereinander zum Betriebe des Funkens verwendet.

4. Phasendifferenzen bei erzwungenen Schwingungen.

Endlich kann man die beschriebene Vorrichtung in sehr bequemer Weise dazu verwenden, die Phasendifferenzen zu demonstrieren, welche bei erzwungenen Schwingungen nach deren Theorie dann eintreten, wenn der schwingende Körper nahezu in Resonanz mit den Pendelungen der seine Schwingungen anregenden Kraft ist. Nehmen wir z. B. den Fall, daß ein Wechselstrom durch eine kleine Spule gesandt wird, welche aus einigen um einen kleinen Eisenkern gewickelten Windungen Kupferdrahtes besteht. Über dieser Spule befindet sich ein am einen Ende zwischen zwei Metallbacken eingeklemmtes Stück Uhrfederstahl. Verändert man die Länge dieses zunächst einmal ganz kurz gewählten federnden Streifens dadurch, daß man das auf der anderen Seite der Backen herausragende Stück zwischen denselben allmählich hindurchstößt, so wird, wenn die Eigenperiode des Streifens sich der Periode des Wechselstromes nähert, der Streifen beginnen, Schwingungen auszuführen, welche im Momente vollkommener Resonanz außerordentlich lebhaft werden. Vergrößert man die Eigenschwingungsdauer der Stahlfeder durch weitere Verlängerung noch mehr, so nimmt die Schwingungsweite schnell bis auf fast Null ab. Die v. Helmholtzsche Theorie ergibt, daß der Bereich des Mitschwingens mit wachsender Dämpfung der Feder größer wird, die Maximalamplitude aber dabei abnimmt. Sie ergibt ferner, daß, wenn die Feder kurz ist, ihre Schwingungen mit der magnetischen Kraft in Phase sind. Verlängert man die Feder, so bleibt bei großer Annäherung an die Resonanz die Feder in Phase gegen die Kraft zurück, im Falle der Resonanz selbst um 90°. Wird die Feder weiter verlängert, so nimmt dieser Phasenwinkel schnell bis 180° zu, um bei weiterer Verlängerung diesen Wert beizubehalten. Die Feder schwingt dann also der Kraft entgegengesetzt. Diese Erscheinung läßt sich mit unserer Vorrichtung leicht demonstrieren, wenn man die schwingende Feder mit einem kurzen Stückchen Platindraht versieht, das durch wechselndes Eintauchen in Quecksilber bei dem Schwingungsprozeß den Primärkreis des Funkeninduktors schließt und öffnet. Man sieht, wenn die Feder mit dem Wechselstrom in Resonanz ist, den radialen Streifen auf der rotierenden Scheibe in feststehender Lage, aus der er sich bis um 90° nach der einen oder der anderen durch die Theorie gegebenen Richtung herausdreht, wenn man die Feder etwas länger oder kürzer macht. Natürlich ist für diesen Versuch große Konstanz in der Rotationsgeschwindigkeit der Maschine erforderlich. Schwankungen in der Periodenzahl des Wechselstromes machen sich durch Drehungen des radialen Streifens natürlich sofort kenntlich. Um gute und regelmäßige Funken zu bekommen, sorgt man zweckmäßig durch öfteres Erneuern des Quecksilbers für eine recht reine Oberfläche desselben an der Unterbrechungsstelle.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität, März 1907.

(Eingegangen 11. April 1907.)

Über die Emissionsursache der Bunsenflammenspektren.

(Entgegnung auf eine Kritik des Herrn E. Baur.[1])

Von C. Fredenhagen.

In seinem vor kurzen erschienenen Buche: „Kurzer Abriß der Spektroskopie und Kolorimetrie" geht Herr E. Baur auf S. 31 zunächst auf die Pringsheimsche[2]) Ansicht ein, „nach der Natrium und andere Metalle in der Flamme nur im Entstehungszustande leuchten sollen, wenn sie gerade durch die reduzierende Wirkung der Flamme aus ihren Salzen in Freiheit gesetzt worden sind", und fährt dann fort: „Neuerdings ist von Fredenhagen[3]) eine der Pringsheimschen entgegengesetzte Ansicht vertreten worden, wonach der in der Flamme vorhandene Sauerstoff die Flammenspektren der Alkalien hervorbringe infolge von Reaktionslumineszenz während der Verbrennung.

1) Bd. V des Handb. der angewandten phys. Chemie; Leipzig, 1907, Joh. Ambr. Barth.
2) Rapp. Congr. Phys. Paris. **2**, 122—126, 1900.
3) Ann. der Phys. **20**, 133, 1906.

Nun besteht im Innern der Bunsenflamme nach Haber und Richardt[1]) Wasserstoffgleichgewicht, die Temperatur bewegt sich zwischen 1500 und 1800°. Aus den Dissoziationskonstanten der Kohlensäure oder des Wassers kann man die zugehörige Konzentration des Sauerstoffs berechnen. Man findet dieselbe der Größenordnung nach durchschnittlich zu 10^{-8} Atmosphären. Für Natrium liegt nun zwar die Grenze der spektroskopischen Nachweisbarkeit in derselben Gegend; für alle anderen Metalle, die in bedeutend höherer Konzentration in der Flamme vorhanden sein müssen, als einem Partialdruck von 10^{-8} Atmosphären entspricht, um spektroskopisch sichtbar zu sein, reicht die im Innern der Bunsenflamme vorhandene Sauerstoffmenge aber nicht hin, so daß Oxydation als Ursache des Leuchtens so gut wie ausgeschlossen erscheint".

Diese Kritik meiner Ansicht möchte ich nicht unwidersprochen lassen. Nach meiner Auffassung sind, wie Herr Baur richtig bemerkt, die Bunsenflammenspektren als Reaktionslumineszenzspektren während der Vereinigung der betreffenden Stoffe mit Sauerstoff aufzufassen. Die wesentlichste Stütze meiner Ansicht liegt in der experimentell völlig sichergestellten Tatsache, daß die bekannten Bunsenflammenspektren nur in den Sauerstoffflammen, d. h. nur in solchen Flammen auftreten, in denen irgendein Stoff, z. B. Wasserstoff, Kohlenoxyd, Methan oder Schwefel mit Sauerstoff verbrennt. In den Nichtsauerstoffflammen, z. B. in der Chlorwasserstoffflamme, bleiben diese Spektren aus, und ebenso kann man ihre Intensität in der gewöhnlichen Bunsenflamme weitgehend dadurch zurückdrängen, daß man Chlor, Brom, Jod oder Fluor in hinreichendem Überschuß in die Bunsenflamme einführt. Die in dieser Richtung von anderen Autoren und mir ausgeführten Versuche erstrecken sich besonders auf die Bunsenflammenspektren von *Na, K, Li, Tl, Ca, Ba, Sr* und *Cu*. Von diesen Metallen geben *Na, K, Li* und *Tl* in den Nichtsauerstoffflammen überhaupt keine charakteristischen Flammenfärbungen, während *Ca, Ba* und *Sr* und besonders *Cu* in ihnen besondere von den Bunsenflammenspektren oder, allgemeiner, gesagt von den Sauerstoffflammenspektren völlig verschiedene Spektren emittieren.[2])

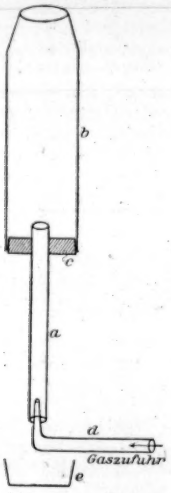
Auf diese Versuche geht Herr Baur nun freilich — und von seinem Standpunkte aus auch mit einigem Rechte — mit keinem Worte ein, da er von vornherein die Richtigkeit des Ausgangspunktes meiner Auffassung bezweifelt, indem er durch die oben wiedergegebenen Ausführungen darzulegen sucht, daß in der Bunsenflamme die von mir vorausgesetzten Oxydationsvorgänge überhaupt nicht eintreten können. Mir scheinen diese Ausführungen jedoch in keiner Weise zutreffend zu sein, denn mit dem gleichen Rechte, mit dem Herr Baur hier darlegt, daß in der Bunsenflamme Natrium nicht oxydiert werden könne, weil in der Bunsenflamme Wassergleichgewicht mit dementsprechend geringen Sauerstoffdruck vorhanden ist, könnte er auch bezweifeln, daß Wasserstoff in der Bunsenflamme verbrennen könne. Der Irrtum des Herrn Baur liegt eben darin, daß er zur Beurteilung der Vorgänge, die in der Bunsenflamme möglich sind, die Verhältnisse für ausschlaggebend hält, die in dem von der inneren und der äußeren Verbrennungszone begrenzten Inneren der Bunsenflamme vorhanden sind, während hierfür gerade die Verhältnisse in den beiden Verbrennungszonen selbst maßgebend sind, wie es dem Analytiker ja von der Anstellung der Flammenproben hinreichend bekannt ist. In der inneren, dem sog. Reduktionsraum entsprechenden Verbrennungszone, werden nur solche Stoffe merklich oxydiert, deren Affinität zum Sauerstoff der des Wasserstoffs angenähert gleich oder überlegen ist, während in der äußeren Verbrennungszone, die dem sog. Oxydationsraume entspricht, auch Stoffe mit einer relativ geringen Verwandtschaft zum Sauerstoff der Oxydation verfallen. Die Alkalimetalle mit ihrer großen Affinität werden sich daher schon in der inneren Verbrennungszone oxydieren, während sich das Kupfer erst in der äußeren Verbrennungszone oxydieren wird.

Nach meiner Auffassung müßten daher die Flammenfärbungen der Alkalimetalle schon in der inneren Verbrennungszone erscheinen, während die des Kupfers erst in der äußeren Verbrennungszone auftreten dürfte. Dies ist nun in der Tat der Fall, und es ist schon von A. Smithells[1]) ein sehr schönes Experiment zur Demonstrierung dieser interessanten Tatsache gegeben worden, die aber wohl erst durch meine Auffassung eine befriedigende Deutung erhält. Smithells benutzt zur Demonstration einen Bunsenbrenner, bei dem durch ein übergeschobenes weites Glasrohr die beiden Verbrennungszonen weit voneinander getrennt sind, so daß man die Farbe der einen Verbrennungszone ohne den störenden Einfluß der anderen beobachten kann. Um die Flamme mit den Salzdämpfen zu speisen, bediente sich Smithells eines Zerstäubers. Nach dieser Richtung aber können wir mit Hilfe der neuesten Beckmannschen Methode zur Erzeugung der Flammenspektren[2]) zweckmäßiger verfahren.

1) Zeitschr. f. anorgan. Chemie, **38**, 1.
2) Vgl. Fredenhagen, Ann. d. Phys. **20**, 133, 1906, woselbst auch weitere Literaturnachweise.

1) Phil. Mag. (5) **39**, 132 ff., 1895.
2) Zeitschr. f. phys. Chemie **57**, 641, 1907.

Der ganze Apparat erhält dann die nachstehend skizzierte Gestalt. *a* ist ein etwa



1,2 cm weites und 15 cm langes Glasrohr, über das der Kork *c* übergeschoben ist, der das etwa 4,5 cm weite und 20 cm lange und an seinem oberen Ende bis etwa auf 3 cm weite verjüngte Glasrohr *b* trägt. Das Gas wird durch ein passend ausgezogenes und rechtwinklig gebogenes Gasrohr *d* in das Rohr eingeführt und unter den ganzen Apparat das Schälchen *e* gesetzt, das Lösungen derjenigen Salze enthält, deren Flammenfärbungen man beobachten will. Beim Entzünden brennt der innere Kegel auf dem Rohr *a* und der äußere oben aus *b* heraus. Bei senkrechter Anordnung läßt sich durch Regulierung der Gaszufuhr leicht ein völlig ruhiges Brennen erzielen. Wenn man nun in dem Gefäß *e* eine Gasentwicklung eintreten läßt, so reißen die sich entwickelten Gasbläschen Flüssigkeitsteilchen mit, die durch den in *a* aufsteigenden Luftstrom in die Flamme geführt werden und ihr die betreffenden Färbungen erteilen. Um die Flammenfärbungen zu erzielen, gibt man nach Beckmann in die Salzlösungen einige Stückchen verkupfertes Zink und einige Tropfen Säure, oder im Falle der Kupferlösungen einige Tropfen Wasserstoffsuperoxyd (das *Cu* würde durch das *Zn* ausgefällt werden), worauf zugleich mit der Gasentwicklung auch die Flammenfärbungen der mitgerissenen Salzteilchen auftreten.

Man kann sich auf diese Weise leicht durch den Versuch überzeugen, daß eine Kupferlösung den äußeren Kegel intensiv grün färbt, während der innere keine Farbänderung erleidet, und daß andererseits z. B. durch eine Lithiumlösung der innere Kegel intensiv rot gefärbt wird, während — wenigstens bei einer hinreichend verdünnten Lithiumlösung — der äußere Kegel nur eine schwache Färbung annimmt, zum Zeichen, daß das Lithium schon in der inneren Verbrennungszone zum weitaus größten Teile oxydiert ist.

Eine Lösung, die zugleich Lithium- und Kupfersalz enthält, läßt mit Wasserstoffsuperoxyd natürlich beide Erscheinungen nebeneinander auftreten, so daß man eine Flamme mit einem roten inneren und einem grünen äußeren Kegel erhält. Dieser auch als Vorlesungsexperiment vorzüglich geeignete kleine Versuch widerlegt natürlich vollständig die obige Baursche Kritik und läßt wohl kaum eine andere Deutung zu, als daß die Flammenspektren Reaktionslumineszenzspektren darstellen.

Ich möchte jedoch noch auf einige andere Punkte desselben Kapitels des Baurschen Buches eingehen. Wie ebenfalls zu Anfang wiedergegeben, stellt Herr Baur meine Ansicht sozusagen als eine Umkehrung der von ihm zuvor diskutierten Pringsheimschen Auffassung dar. Dies ist aber in zweifacher Hinsicht unzutreffend. Einmal liegt nach Pringsheim das wesentliche Moment z. B. für die Emission der Kaliumlinien darin, daß Kalium aus irgendeiner seiner Verbindungen durch Reduktion in Freiheit gesetzt wird, wobei es gleichgültig ist, ob das Kalium mit Sauerstoff, mit einem der Halogene, mit Schwefel oder mit irgendeinem anderen Elemente verbunden ist, während nach meiner Auffassung das Bunsenflammenspektrum des Kaliums nur auftritt, wenn Kalium mit Sauerstoff reagiert und bei Reaktion mit allen anderen Elementen ausbleibt. Dann aber nimmt Pringsheim für alle Linien des sog. Kaliumspektrums dieselbe Entstehungsursache an, während hier nach meiner Auffassung zwei verschiedene Entstehungsursachen vorliegen und zwar derart, daß die in der Bunsenflamme allein sichtbaren bekannten Doppellinien im äußersten roten und violetten Teil des Spektrums (766,6, 770,1 und 404,4, 404,7) auf Reaktionslumineszenz der Vereinigung des Kaliums mit Sauerstoff beruhen, und daß die anderen z. B. in dem elektrischen Bogen auftretenden Kaliumlinien in dem mittleren Teile des Spektrums (578,2, 580,2, 581,2, 583,2, 691,1 und 693,8) wirkliche Metallinien darstellen, deren Entstehungsursache in irgendwelchen inneratomistischen Umwandlungen der Kaliumatome zu suchen ist, als die wir vielleicht Abspaltung von Elektronen oder Wertigkeitsänderungen vermuten können. Die Grund-

lage für die Annahme der verschiedenen Entstehungsursache dieser beiden Gruppen der Kaliumlinien liegt in den Ergebnissen meiner experimentellen Untersuchung des Spektrums der der Quecksilbervakuumlampe nachgebildeten Kaliumvakuumlampe. In dem Spektrum dieser Lampe tritt nur die oben unterschiedene zweite Liniengruppe des Kaliumspektrums auf. Und analog, wie es beim Wasserstoff, Sauerstoff und anderen Gasen möglich ist, durch Erhöhung ihrer Dampfdrucke die Linienspektren in Bandenspektren überzuführen, gelingt es auch beim Kalium durch Erhöhung des Kaliumdampfdruckes das bei geringen Drucken vorhandene Linienspektrum in ein Bandenspektrum umzuwandeln. [1]) Mit weiteren Versuchen in dieser Richtung bin ich augenblicklich beschäftigt.

Zum Schluß des Kapitels, aus dem die obige Stelle zitiert ist, schreibt Herr Baur zusammenfassend: „Soviel sich beim derzeitigen Stande des Wissens übersehen läßt, spricht bei Flammen- und Bogenspektren alles für Temperaturstrahlung, nichts für Lumineszenz."

Ich will mich hier auf die Flammenspektren beschränken und nur noch kurz auf die speziellen Gründe eingehen, die Herr Baur zur Begründung seines wohl etwas extremen Standpunktes anführt. Daß die Paschenschen Versuche über die Emission der Kohlensäure und des Wasserdampfes nicht als Beweis für eine selektive Temperaturstrahlung angesehen werden können, habe ich schon an anderer Stelle dargelegt, und kann hier auf diese Ausführungen verweisen [2]), die zugleich auch alle anderen Versuche betreffen, in denen die Strahlung von Gasen bei inhomogener Temperatur beobachtet wurde. Baur führt dann die Versuche von A. S. King [3]) an. Da aber bei diesen Versuchen weder die Temperaturhomogenität hinreichend gewahrt, noch aber die Atmosphäre so weit ausgeschlossen ist, um den Eintritt chemischer Reaktionen auszuschließen, so bilden auch diese Versuche keineswegs einen Beweis, daß die beobachteten Spektren reine Temperaturspektren darstellen.

Weiter erwähnt Baur die Versuche von Fery [4]), der feststellte, bei welcher Temperatur ein hinter die Bunsenflamme gestellter Glühfaden die von den mit Kochsalz gespeisten Flammen von Alkohol, Leuchtgas, Acetylen und Knallgas emittierte *D*-Linie gerade zur Umkehr zu bringen vermochte. Fery gelangte hierbei zu Temperaturen, die mit den auf anderen Wegen bestimmten Temperaturen der betreffenden Flammen weitgehend zusammenfielen. In diesem Ergebnis sieht Herr Baur einen weitgehenden Beweis für die rein thermische Natur der Strahlung der Metalldämpfe in den obigen Flammen. Hierzu ist jedoch dreierlei zu bemerken. 1. Da mit höherer Temperatur die Verbrennungsprozesse sehr an Lebhaftigkeit zunehmen, so führt bei Sauerstoffflammen meine Auffassung ebenfalls zu dem Schlusse, daß die Intensität der *D*-Linienemission mit der Flammentemperatur zunimmt. 2. Für die Nichtsauerstoffflammen, die durch die Dämpfe der Alkalimetalle keine Flammenfärbung erhalten, versagt die Auffassung der Temperaturstrahlung vollständig, während meine Auffassung auch hier eine Erklärung gibt. 3. In neuester Zeit haben die Herren F. Kurlbaum und G. Schulze [1]) Versuche publiziert, die denen des Herrn Fery analog sind, und sind hierbei zu einigen Resultaten gelangt, die sie nur auf Grund dessen, was man „eine chemische Strahlung" nennt, erklären zu können glauben.

Es ergibt sich daher auch aus dieser Zusammenstellung, daß bis heute kein einwandfreies Experiment bekannt ist, welches die Auffassung der thermischen Natur der Bunsenflammenspektren rechtfertigen würde. Es liegen im Gegenteil eine Reihe von Versuchen vor, die sich nur durch eine Chemilumineszenz erklären lassen. In dem folgenden Artikel bin ich auf diese Versuche näher eingegangen, und glaube, daß durch sie der bündige Beweis erbracht ist, daß die Flammenspektren keine Temperatur-, sondern Chemilumineszenzspektren darstellen.

1) Fredenhagen, l. c.
2) l. c. und diese Zeitschr. **8**, 89, 1907.
3) Ann. d. Phys. **16**, 360, 1905.
4) Compt. rend. **137**, 909, 1903.

1) Verhandlungen der deutschen physikalischen Gesellschaft **8**, 239, 1906.

Leipzig, theoretisch-physikalisches Institut, 3. Mai 1907.

(Eingegangen 5. Mai 1907.)

Über reine Temperaturstrahlung und die Anwendbarkeit des Kirchhoffschen Gesetzes.

(Zugleich eine Erwiderung auf die Bemerkung des Herrn M. Reinganum [1]) zu meiner Arbeit über die Temperaturstrahlung des Joddampfes. [2]))

Von C. Fredenhagen.

Der Sachverhalt, um den sich die folgenden Ausführungen drehen, ist der folgende: Joddampf von gewöhnlicher Temperatur gibt ein ausgesprochen selektives Absorptionsspektrum, und auf Grund der Untersuchungen

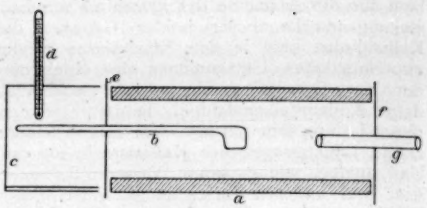
1) Diese Zeitschr. **8**, 182, 1907.
2) Diese Zeitschr. **8**, 89, 1907.

von H. Konen[1]), L. Puccianti[2]) und R. W. Wood[3]) war man zu der Ansicht gelangt, daß Joddampf auch ein selektives Temperaturemissionsspektrum gäbe, und zwar ein solches, welches seinem Absorptionsspektrum reziprok sei. Ich habe nun darauf hingewiesen, daß die von den obengenannten Forschern beobachteten Emissionsspektra keine reinen Temperaturemissionsspektra seien, weil bei ihren Versuchen die für die Erzielung einer reinen Temperaturstrahlung notwendige Bedingung der Temperaturhomogenität des strahlenden Dampfes nicht vorhanden war. Eigene, in einer früheren Abhandlung[2]) beschriebene Versuche ergaben dann, daß bei Temperaturhomogenität der strahlende Joddampf in der Tat ein anderes, nämlich ein kontinuierliches Emissionsspektrum emittierte, während ich bei Temperaturinhomogenität ebenfalls das von den anderen Beobachtern gefundene selektive Emissionsspektrum erhielt, wobei ich noch feststellen konnte, daß die Banden in diesem Spektrum um so deutlicher hervortraten, je größere Temperaturinhomogenitäten in dem strahlenden Joddampf vorhanden waren. Auf Grund dieser Versuche glaubte ich mich zu dem Schlusse berechtigt, daß nur das von mir bei Temperaturhomogenität gefundene kontinuierliche Spektrum als das wahre Temperaturemissionsspektrum des Joddampfes aufzufassen sei, während das bei Temperaturinhomogenität resultierende selektive Emissionsspektrum ein Lumineszenz-, aber kein Temperaturspektrum darstelle.

Hiergegen wendet sich nun Herr Reinganum in der in der Überschrift erwähnten Bemerkung zu meiner Arbeit. Er sucht zunächst darzutun, daß die experimentellen Bedingungen bei meinen Versuchen zur Erzielung einer homogenen Temperatur des Joddampfes derart gewählt seien, daß sie auf Grund des Kirchhoffschen Gesetzes ein kontinuierliches Emissionsspektrum haben ergeben müssen, und führt dann weiter aus, daß Joddampf aus theoretischen Gesichtspunkten, nämlich auf Grund des Kirchhoffschen Gesetzes ein selektives Temperaturemissionsspektrum geben müsse, weil er ein selektives Absorptionsspektrum habe. Auf beide Einwände möchte ich nun im folgenden eingehen.

Vorangestellt sei die Berichtigung zweier Mißverständnisse, welche durch die zu kurze Darstellung in meiner Arbeit über die Temperaturstrahlung des Joddampfes verursacht sind. Zur Erzeugung der reinen Temperaturstrahlung des Joddampfes bediente ich mich eines Quarzrohres von 0,7 cm Durchmesser und

1) Wied. Ann. **65**, 280 ff., 1898.
2) Atti d. r. acc. d. Linc. (5) **14**, 84, 1905.
3) Phil. Mag. (12) **6**, 329, 1906.



a = Elektrischer Widerstandsofen.
b = Quarzrohr.
c = Innen geschwärzter heizbarer Eisenkasten mit doppeltem Boden.
d = Thermometer.
e = Asbestblende, die im Moment des Versuches entfernt wurde, so daß der Ofen nach hinten durch den schwarzen Eisenkasten abgeschlossen war.
f = Asbestblende.
g = Eisernes, innen geschwärztes Abblendrohr.

24 cm Länge, das an seinem einen Ende zu einem zylindrischen Kölbchen von 2 cm Durchmesser und 3 cm Länge erweitert war. Das ganze Rohr war etwa 14 cm weit in einen elektrischen Ofen von 30 cm Länge und 6,5 cm innerer Weite eingeführt. Herr Reinganum ist auf Grund dieser Daten zu der Vermutung gelangt, daß ich die Strahlung einer 14 cm langen Schicht beobachtet habe, was vermieden wäre, wenn ich hinzugefügt hätte, daß Kölbchen und Rohr, wie obenstehende Skizze zeigt, exzentrisch zueinander standen, so daß die Strahlung einer nur 3 cm langen Schicht beobachtet wurde. Die weite Hineinführung des Quarzrohres in den elektrischen Ofen hatte nur den Zweck, das Kölbchen in einen Bereich von möglichst gleichförmiger Temperatur zu bringen.

Über die Beobachtungen selbst führe ich später aus: „Die Temperatur des Joddampfes wurde bis etwa 1250° gesteigert und Beobachtungen bei verschiedenen Dichten ausgeführt. Das Resultat war in allen Fällen ein völlig kontinuierliches Spektrum ohne jede Andeutung eines Bandencharakters." Herr Reinganum hat hiernach annehmen können, daß meine Beobachtungen nur in der Nähe von 1250° ausgeführt wurden, während ich in Wirklichkeit von schwacher Rotglut aufwärts bis zu dieser Temperatur hinauf beobachtet habe. Da nun Joddampf bei einer Temperatur von 1250° in Absorption keine Banden mehr erkennen läßt[1]),

1) Zu der Bemerkung des Herrn Reinganum, „daß Joddampf von hoher Temperatur merklich alle Wellenlängen absorbiert," sei, weil sie leicht dahin gedeutet werden könnte, daß die kontinuierliche Absorption des Joddampfes mit steigender Temperatur zunimmt, darauf hingewiesen, daß Joddampf von gewöhnlicher Temperatur, übereinander gelagert, sowohl ein selektives, wie ein kontinuierliches Spektrum zeigt, und daß beide Spektra mit zunehmender Temperatur an Intensität abnehmen. Vgl. H. Konen, Wied. Ann. **65**, 280 ff., 1898.

so konnte Herr Reinganum, der die Anwendbarkeit des Kirchhoffschen Gesetzes ohne weiteres voraussetzt, folgern, daß Joddampf bei dieser Temperatur auch ein kontinuierliches Emissionsspektrum geben müsse. Bei tieferen Temperaturen aber läßt Joddampf in Absorption ein deutliches Bandenspektrum erkennen, so daß ich bei meiner Versuchsanordnung, falls das Kirchhoffsche Gesetz anzuwenden wäre, worauf wir weiter unten nochmals zurückkommen werden, bei den Temperaturen von etwa 550° aufwärts bis über 1000° hinaus auch ein selektives Emissionsspektrum hätte erhalten müssen, wenn nicht etwa die gewählte Schichtdicke von 3 cm einen kontinuierlichen Charakter auch des Absorptionsspektrums bedingen würde. Dies ist aber keineswegs der Fall, wie ich experimentell festgestellt habe, und wie auch die folgenden Angaben über die Versuchsbedingungen anderer Autoren dartun.

L. Puccianti z. B. hat ebenfalls mit einer 3 cm dicken Jodschicht gearbeitet und ein ausgesprochen selektives Absorptionsspektrum beobachtet. Zur Erzielung des Emissionsspektrums erhitzte er das den Joddampf enthaltende Quarzgefäß direkt durch ein Gebläse. Bei dieser Erhitzungsweise aber sind große Temperaturinhomogenitäten in dem strahlenden Joddampf unvermeidlich, weshalb er auch ein selektives Emissionsspektrum erhielt, dessen Intensität so groß war, daß er es photographisch fixieren konnte. [1])

H. Konen [2]) hat sogar bei einer noch größeren Schichtdicke, nämlich von 20 cm, beobachtet. In Absorption fand er ein ausgesprochen selektives Spektrum, während er in Emission ein mehr oder weniger kontinuierliches Spektrum mit nur schwach angedeuteten Banden erhielt, was also dem von mir beobachteten Temperaturemissionsspektrum, das eine vollständige Kontinuität ergab, ziemlich nahe kommt. Mir scheint nun, daß dieses Resultat weniger auf die größere Schichtdicke als vielmehr darauf zurückzuführen ist, daß bei der Versuchsanordnung Konens — der den Joddampf enthaltende wagerechte Zylinder war von einem äußeren Mantel als Wärmeschutz umgeben — der Joddampf eine weit homogenere Temperatur hatte als bei den schon erwähnten Versuchen von L. Puccianti und den sofort zu erwähnenden von R. W. Wood, die ohne äußeren Wärmeschutz direkt über der Gebläseflamme erhitzten.

Die Zusammenstellung dieser Versuche zeigt, daß die von mir gewählte Schichtdicke von 3 cm nicht die Ursache der von mir gefundenen Kontinuität des Emissionsspektrums sein kann, sondern sie macht es wahrscheinlich, daß diese Kontinuität in der Tat, wie ich es vermutet habe, eine Folge der nur bei meinen, im Inneren des elektrischen Ofens angestellten Versuchen vorhandenen Temperaturhomogenität des strahlenden Joddampfes zurückzuführen ist.

Außer diesen Versuchen von Konen und Puccianti liegen jedoch noch Versuche von R. W. Wood vor, die auf den ersten Blick in der Tat einen Beweis zu liefern scheinen, daß eine Vergrößerung der Schichtdicke von nur wenigen mm das Emissionsspektrum des Joddampfes merklich kontinuierlicher macht. Wood erhielt nämlich ein viel deutlicheres Hervortreten der Emissionsbanden, wenn er Joddampf in einem sehr dünnen Quarzrohr von nur $^1/_{10}$ mm Durchmesser, als wenn er ihn in einer größeren Quarzbirne erhitzte, wobei die Erhitzung in beiden Fällen in der freien Gebläseflamme erfolgte. Aber es läßt sich leicht zeigen, daß ein solcher Schluß den Tatsachen nicht gerecht zu werden vermag, sondern daß die Ursache der verschiedenen Selektivität der in beiden Fällen beobachteten Spektren an einer anderen Stelle gesucht werden muß.

Die Temperatur, die der Joddampf in dem dünnen Quarzfaden in der Gebläseflamme annimmt, können wir auf über 1400° schätzen, während die in der großen Quarzbirne erreichte Temperatur ganz bedeutend niedriger sein wird. Da nun mit steigender Temperatur in dem Absorptionsspektrum des Joddampfes die Banden mehr und mehr zurücktreten und bei 1400° praktisch nicht mehr bemerkbar sind, sollten wir, wenn das Kirchhoffsche Gesetz angewandt werden könnte, ein Versuchsergebnis erwarten, das dem tatsächlichen Befunde direkt entgegengesetzt ist, nämlich ein kontinuierliches Spektrum in dem dünnen Quarzfaden und ein merklich selektives in der Quarzbirne. An der Richtigkeit der Woodschen Beobachtung aber ist wohl nicht zu zweifeln, so daß in der obigen Schlußweise an irgendeinem anderen Punkte eine Unrichtigkeit liegen muß.

Diese liegt aber, wie mir scheint, einerseits darin, daß wir es bei den von Wood beobachteten Emissionsspektren nicht mit Temperatur-, sondern mit Lumineszenzspektren zu tun haben, und daß deshalb, wie wir weiter unten noch des näheren ausführen werden, das Kirchhoffsche Gesetz nicht angewandt werden darf, und andererseits in der besonderen Natur der Lumineszenzspektren. Denn da die Lumineszenzspektren einen um so ausgeprägter selektiven Charakter annehmen, je größere Temperaturinhomogenitäten und Schwankungen in dem lumineszierenden Gase auftreten, so würde das experimentelle Ergebnis Woods erklärlich sein, wenn die Temperaturschwankungen in dem dünnen Quarzfaden größere als in der Quarz-

1) l. c.
2) Dissertation Bonn 1898.

birne wären. Dies scheint nun tatsächlich der Fall zu sein, und zwar besonders aus dem Grunde, weil wegen der sehr viel kleineren Wärmekapazität des feinen Quarzfadens die durch die Inkonstanz der Gebläseflamme verursachten Temperaturschwankungen bei diesem sehr viel größere Beträge annehmen als bei der weit größeren Quarzbirne, und weil der äußere Umfang einer Gebläseflamme andauernd kleinen Schwankungen unterworfen ist, wodurch ein dauerndes Hin- und Herströmen des Joddampfes in dem Quarzfaden verursacht wird. Außerdem kommt noch hinzu, daß mit Erhöhung der Temperatur die Umsatzgeschwindigkeit sehr stark zunimmt, womit noch ein weiteres Moment gegeben ist, welches das experimentelle Ergebnis des Herrn Wood erklärlich erscheinen läßt, ohne es in Widerspruch mit meinen Versuchsergebnissen zu setzen.

Ich glaube hiernach meinen experimentellen Befund aufrecht erhalten zu können, daß Joddampf bei Temperaturhomogenität ein kontinuierliches Spektrum emittiert, und daß dieses Spektrum allein als Temperaturemissionsspektrum anzusehen ist, während das bei Temperaturinhomogenität resultierende Bandenspektrum ein Lumineszenzspektrum darstellt.

In dem nun folgenden theoretischen Teile schreibt Herr Reinganum: „Man wird wohl der Ansicht sein, daß grüner Chlordampf von (konstanter) Zimmertemperatur gegen eine kühlere Fläche ein Spektrum ausstrahlt, das im grünen Teile ein Maximum aufweist, genau nach dem Kirchhoffschen Gesetze, und somit ein selektives ist.“ Diesen Ausführungen aber liegt wohl nur ein Irrtum zugrunde, auf den wir nicht weiter einzugehen brauchen, da Herr Reinganum wohl selbst nicht der Ansicht sein dürfte, daß Chlordampf von Zimmertemperatur eine sichtbare Eigenstrahlung emittiert. Was aber Herr Reinganum hiermit und mit einigen weiteren Sätzen darlegen will, läßt sich kurz dahin zusammenfassen: „Wenn ein Stoff selektiv absorbiert, so muß er auch selektiv emittieren, und zwar auf Grund des Kirchhoffschen Gesetzes, dessen Anwendbarkeit sozusagen als selbstverständlich vorausgesetzt werden kann, wie denn auch Herr Reinganum für das von ihm herangezogene Beispiel des Chlordampfes ausführt: „Es liegt kein Grund vor anzunehmen, daß aus irgendwelcher Ursache das Kirchhoffsche Gesetz nicht anzuwenden wäre.“

Diese Auffassung ist aber, obwohl sie ziemlich verbreitet zu sein scheint, durchaus irrtümlich, was man sofort sieht, wenn man die Bedingungen formuliert, die erfüllt sein müssen, damit das Kirchhoffsche Gesetz angewendet werden kann. Das Kirchhoffsche Gesetz ist sozusagen eine direkte Anwendung des Entropieprinzips, und es setzt voraus, daß die Entropie des strahlenden bzw. absorbierenden Systems in jedem einzelnen Moment durch seine Temperatur eindeutig bestimmt ist, wobei natürlich vorausgesetzt ist, daß die anderen den Zustand bestimmenden Parameter, wie z. B. der äußere Druck, während der Strahlung bzw. Absorption keine Änderungen erleiden. Wenn also ein System ausstrahlt, so darf auf diese Strahlung das Kirchhoffsche Gesetz nur angewandt werden, sofern das strahlende System während der Ausstrahlung nur solche Zustände durchläuft, deren Entropie durch die thermometrisch meßbaren Temperaturen des Systems eindeutig bestimmt ist. Die gleiche Bedingung gilt für die Absorption, und das Kirchhoffsche Gesetz darf nur angewandt werden, wenn der Zustand des absorbierenden Systems stets eindeutig durch seine Temperatur gegeben ist, und wenn in ihm während der Absorption keine anderen Änderungen eintreten als solche, welche auch eintreten würden, wenn die Temperatur des absorbierenden Systems auf irgendeine andere Weise gleichförmig, ohne Entstehung irgendwelcher Temperatur- oder sonstiger Inhomogenitäten um eine gleiche Anzahl von Graden erwärmt würde.

Wir wollen nun prüfen, ob wir im Falle des Joddampfes, der bei gewöhnlicher Temperatur ein ausgesprochen selektives Absorptionsspektrum zeigt, das Kirchhoffsche Gesetz anwenden und somit den Schluß ziehen können, daß Joddampf auch ein selektives Temperaturemissionsspektrum zeigen müsse. Nach vorstehenden Ausführungen gilt es daher zunächst zu untersuchen, ob die beobachtete selektive Absorption des Joddampfes auch eine reine Temperaturabsorption ist, d. h. ob der Joddampf während der Absorption keine andere Änderung als eine Erhöhung seiner Temperatur erleidet. Dieses ist aber nicht der Fall, denn es ist bekannt, daß Joddampf, wenn er von einem Lichtstrahl durchsetzt wird, zu fluoreszieren beginnt. Joddampf wird also durch die Absorption des Lichtes zur Emission von Strahlen veranlaßt, deren Emissionsursache nicht in einer Erhöhung seiner thermometrischen Temperatur gesehen werden kann, da diese durch die Absorption kaum merklich erhöht wird. Bei einer reinen Temperaturabsorption, wie sie z. B. der ideale schwarze Körper zeigt, aber dürfte er nicht eher zur Emission sichtbarer Strahlen gelangen, als bis seine Temperatur auf etwa 500° gestiegen wäre, da Joddampf natürlich keine stärkere Temperaturstrahlung haben kann als der ideale schwarze Körper. Hieraus folgt, daß die selektive Absorption des Joddampfes keine Temperaturabsorption ist, daß darum auch die Anwendung des Kirchhoffschen Gesetzes nicht statthaft ist,

und daß somit auch kein Grund vorliegt, dem zufolge Joddampf eine selektive Temperaturemission zeigen müßte.

Dieselben Ausführungen gelten natürlich ebenso für alle anderen Stoffe, die eine selektive Absorption zeigen, und bei denen zugleich Fluoreszenz nachgewiesen ist. Bei allen diesen Stoffen, deren Zahl sich mit zunehmender Verfeinerung der Untersuchungsmethoden andauernd vermehren dürfte, ist das Kirchhoffsche Gesetz nicht anwendbar, und somit auch stets der Schluß unberechtigt, daß diese Stoffe wegen ihrer selektiven Absorption auch eine selektive Temperaturemission zeigen müßten.

Was nun die Frage anbetrifft, ob es überhaupt Stoffe gibt, die eine selektive Absorption als reine Temperaturabsorption zeigen, so ist bisher kein einziger derartiger Fall mit Sicherheit bekannt, und es scheint mir wahrscheinlich, daß sich die selektive Absorption stets als Lumineszenzabsorption ergeben wird.

Eine Erklärung der in den einzelnen Fällen durch die Lichtabsorption verursachten Lumineszenzvorgänge selbst, stößt in der Mehrzahl wohl vorläufig noch auf große Schwierigkeiten. In einigen wenigen Fällen aber ist eine solche Erklärung schon jetzt durchführbar.

Zu diesen wenigen Fällen gehört nun auch der Joddampf, über den, dank der experimentellen Untersuchungen von H. Konen und R. W. Wood, schon jetzt hinreichende Daten vorliegen, um die Frage entscheiden zu können, welches der spezielle Vorgang ist, durch den die selektive Absorption des Joddampfes und die sie begleitende Fluoreszenz bewirkt wird. Wie schon erwähnt, hat H. Konen, dessen experimentelle Ergebnisse ich in diesem Punkte bestätigen konnte, festgestellt, daß die selektive Absorption des Joddampfes gerade in den Temperaturgebieten stark abzunehmen beginnt, in denen die Dissoziation der Jodmoleküle anfängt größere Beträge anzunehmen, und daß schließlich bei sehr hohen Temperaturen die selektive Absorption praktisch völlig verschwunden ist. Da uns nun außer dem Zerfall der Jodmoleküle keine andere wesentliche Änderung bekannt ist, die eine Temperaturerhöhung in dem Joddampf hervorbringt, so ist es naheliegend anzunehmen, daß das Auftreten der Absorptionsbanden an die Gegenwart von Jodmolekülen gebunden ist. Wir könnten uns nun in diesem Sinne vorstellen, daß die selektive Absorption des Lichtes von einem Zerfall von Jodmolekülen begleitet ist, indem die aufgenommene Lichtenergie verwendet wird, um die unter Energieabsorption erfolgende Dissoziation von Jodmolekülen zu bewirken. Alsdann aber müßte während der Lichtabsorption der Dissoziationsgrad des Joddampfes um einen gewissen endlichen Betrag größer sein, als seiner thermometrischen Temperatur entspricht. Da ein solcher Zustand jedoch instabil ist, so müßte sich der der thermometrischen Temperatur entsprechende Dissoziationsgrad freiwillig wieder herstellen, so daß wir den Fall hätten, daß während der Lichtabsorption des Lichtes andauernd Jodmoleküle zerfallen, und daß die gebildeten Jodatome sich freiwillig wieder zu Jodmolekülen vereinigen.

Wie nun aber der Zerfall der Jodmoleküle unter Aufnahme, so erfolgt ihre Wiederbildung unter Abgabe von freier Energie. Wenn wir daher annehmen, daß die Energie der absorbierten Lichtwellen zu einer Dissoziation von Jodmolekülen verwandt wird, so ist es naheliegend weiter anzunehmen, daß die bei der Wiederentstehung der Jodmoleküle frei werdende Energie gerade wieder als solche Lichtwellen abgegeben wird, die bei dem umgekehrten Vorgang absorbiert wurden. Wir müßten nach diesen Ausführungen somit erwarten, daß das Absorptions- und das Fluoreszenzspektrum des Joddampfes einander reziprok wären. Nach den Untersuchungen von R. W. Wood ist dies nun auch im wesentlichen der Fall, wie die von ihm hergestellten photographischen Aufnahmen beider Spektren zeigen.[1]) (Daß die beiden Spektren einander nicht vollständig entsprechen, ist leicht dadurch erklärlich, daß u. a. ja auch die Jodatome selbst zur Fluoreszenz veranlaßt werden, oder daß sich noch irgendwelche andere Vorgänge überlagern.)

Wenn wir hiernach das Fluoreszenzspektrum des Joddampfes im wesentlichen als durch die unter Abgabe freier Energie erfolgende Wiedervereinigung von Jodatomen zu Jodmolekülen hervorgebracht ansehen können, so folgt hieraus, daß wir zu einem mit dem Fluoreszenzspektrum im wesentlichen identischen und dem Absorptionsspektrum reziproken Spektrum auch gelangen müßten, wenn wir es auf eine andere Weise bewirkten, daß sich Jodatome unter Abgabe von freier Energie zu Jodmolekülen vereinigten. Dies ist nun z. B. der Fall, wenn wir Joddampf aus einem Raum von hoher Temperatur in einen Raum niederer Temperatur hineinbringen, wie es bei den von mir ausgeführten Versuchen der Fall ist, bei denen Joddampf durch den glühenden Teil eines Quarzrohres hinüber zu kälteren Teilen destilliert wurde. Die spektroskopische Beobachtung ergab hierbei die Emission eines Spektrums, das sich dem Absorptionsspektrum in der Tat als reziprok erwies.

Es scheint mir daher, daß die im vorstehenden entwickelte Auffassung, daß der durch die Gleichung: $\mathcal{J}_2 = 2\,\mathcal{J}$ dargestellte chemische Vorgang die Ursache der selektiven

1) Phil. Mag. VI, **12**, 329, 1906.

Absorption bzw. Emission des Joddampfes darstellt, als weitgehend berechtigt oder wohl als bewiesen angesehen werden kann. Die Tatsache, daß hierbei Emission und Absorption einander entsprechen, würden wir auf Grund allgemeiner Resonanzbedingungen darauf zurückführen können, daß ein System, welches im ruhenden Zustande bestimmte Schwingungen absorbieren kann, die gleichen Schwingungen im erregten Zustande wieder zu emittieren vermag.[1]) Dem ruhenden Zustande würde das chemische Gleichgewicht entsprechen, und der erregte Zustand würde vorhanden sein, wenn chemische Umsetzungen im Sinne der obigen Gleichung erfolgen.

Wenn wir bisher davon gesprochen haben, daß der Zerfall von Jodmolekülen von einer Aufnahme von freier Energie begleitet sei, und daß der Lichtabsorption darum ein solcher Zerfall entspräche, so ist dies unter gewöhnlichen Bedingungen durchaus zutreffend. Es sind jedoch auch Fälle denkbar, in denen die Dissoziation der Jodmoleküle unter Abgabe von freier Energie erfolgt, z. B. wenn Jodmoleküle auf eine sehr hohe Temperatur erhitzt werden, und die Konzentration der Jodatome die Gleichgewichtskonzentration noch nicht erreicht hat. Ebenso kann unter den geeigneten Bedingungen natürlich auch die Wiedervereinigung der Jodatome statt unter Energieabgabe unter Energieaufnahme erfolgen. Wollen wir diese Fälle mit umfassen, so kommen wir zu dem allgemeinen Satze: „Für eine jede spezielle, durch eine chemische Gleichung ausdrückbare Reaktion sind bestimmte Schwingungen charakteristisch, die das reagierende System emittieren oder absorbieren kann, wobei es sich im ersten Falle dem Gleichgewicht nähert und im letzteren von ihm entfernt."

In seinem so überaus verdienstvollen Handbuche der Spektroskopie schreibt Herr Kayser am Schlusse des Kapitels über Emission und Absorption[2]): „Wir sehen somit, daß sich qualitativ Emission und Absorption in vielen Fällen noch entsprechen, wo von der Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes keine Rede sein kann. Ob sie sich aber in allen Fällen entsprechen, das ist wohl sehr zweifelhaft." Für diese Sätze liefert Joddampf ein geradezu vorzügliches Beispiel. Wir haben gesehen, daß wir beim Joddampf in Absorption und Emission ein sich völlig entsprechendes Spektrum erhalten konnten, obwohl das Kirchhoffsche Gesetz weder bei der Absorption noch bei der Emission angewandt werden durfte, und wir werden allgemein eine Reziprozität der Emissions- und Absorptionsspektren erwarten können, wenn beide Spektren, wie wir uns ausdrücken können, Reaktionsspektren desselben Vorganges darstellen. Dagegen aber würde es völlig falsch sein, eine Reziprozität auch zwischen einem Reaktionsabsorptions- und einem Temperaturemissionsspektrum oder allgemein zwischen zwei Spektren zwar desselben Systems aber verschiedener Entstehungsursache zu erwarten. Diesen Fehler begeht man aber, wenn man aus der Tatsache, daß Joddampf ein selektives Reaktionsabsorptionsspektrum zeigt, den Schluß ziehen will, daß Joddampf ein selektives Temperaturemissionsspektrum geben müsse. Das Experiment zeigt denn auch, daß Joddampf unter der für die Erzielung eines reinen Temperaturemissionsspektrums notwendigen Bedingung der Temperaturhomogenität des emittierenden Systems ein Temperaturemissionsspektrum liefert, das dem selektiven Reaktionsabsorptionsspektrum durchaus nicht entspricht, sondern im Gegenteil völlig kontinuierlich ist. Dagegen aber können wir aus der Tatsache, daß Joddampf ein kontinuierliches Temperaturabsorptionsspektrum gibt, mit Recht den Schluß ziehen, daß Joddampf unter den geeigneten Bedingungen, wenn eben die Absorption des Lichtes keine Fluoreszenz hervorrufen, sondern nur eine Temperaturerhöhung bewirken würde, ein kontinuierliches Absorptionsspektrum geben müßte. Die Bedingungen für eine solche reine Temperaturabsorption, also die Unterdrückung jeder Fluoreszenz läßt sich aber nur durch Vergrößerung der Dichte des Joddampfes erzielen, und wir wissen, daß alsdann auch die Absorption des Joddampfes zunehmend kontinuierlicher wird.

Nach diesen Darlegungen stellen sich somit die Fälle, in denen wahre Temperaturemission oder Absorption vorliegt, als Grenzfälle dar, die nur durch ganz besondere Bedingungen verwirklichbar sind. Bei den gewöhnlichen spektralanalytischen Untersuchungsmethoden aber sind diese Bedingungen niemals erfüllt, und wohl für ausnahmslos alle Fälle, die man bisher bei selektiven Spektren als Bestätigungen des Kirchhoffschen Gesetzes angesehen hat, ist dieses Gesetz überhaupt nicht anzuwenden, sondern eine Erklärung der hier beobachteten Reziprozitäten der Emissions- und Absorptionsspektra nur auf Grund der allgemeinen Resonanzprinzipien zu suchen. Für die Bunsenflammenspektren soll dies weiter unten noch kurz dargelegt werden. Zuvor aber sei das

1) Bezüglich der gleichen Ausführungen siehe meine „spektralanalytischen Studien", Ann. d. Phys. **20**, 163 ff., 1906. Die auf der Mitte von S. 163 gemachte Anwendung des Kirchhoffschen Gesetzes ist an dieser Stelle jedoch falsch, und läßt sich der hier gezogene Schluß, daß ein jedes System die Strahlen, die es bevorzugt absorbiert, auch bevorzugt emittiert, an dieser Stelle nur aus allgemeinen Resonanzbetrachtungen ableiten, wodurch seine Berechtigung jedoch keineswegs beeinträchtigt wird.

2) Bd. II, S. 64.

Problem der reinen Temperaturstrahlung noch von einer anderen Seite beleuchtet.

Eine reine Temperaturstrahlung ist nämlich nicht nur von experimentellen, sondern auch von speziell strahlungstheoretischen Gesichtspunkten aus nur schwer realisierbar. Man nimmt heute wohl allgemein an, daß die Emission der Strahlen auf die Schwingungen bestimmter Oszillatoren zurückzuführen ist, aus denen man sich das System aufgebaut denkt, und daß bei der Absorption diese Oszillatoren in Schwingungen versetzt, bzw. in ihrem Schwingungszustande verstärkt werden. Wenn wir nun ein bestimmtes System betrachten, und der Einfachheit halber ein solches möglichst einfacher Zusammensetzung, also z. B. Joddampf wählen, so fragt es sich, ob dieses System aus einer sehr großen Anzahl verschiedener Arten von Oszillatoren oder nur aus einer hinreichend großen Anzahl von Exemplaren derselben oder wenigstens relativ weniger verschiedener Arten von Oszillatoren zusammengesetzt ist. Im allgemeinen wird man nun wohl der Ansicht sein, daß die Anzahl der verschiedenen Arten von Oszillatoren in einem von chemischen Gesichtspunkten aus möglichst einfachem System eine relativ beschränkte ist. Wir werden zugleich auch annehmen müssen, daß diese Oszillatoren mit den chemischen Atomen und Molekülen im engsten Konnex stehen oder sozusagen durch diese verkörpert sind, so daß der Schwingungszustand der Oszillatoren mit dem chemischen Zustand des Systems fest verknüpft ist.

Die Entstehung von Lumineszenzstrahlung ist von diesen Gesichtspunkten aus ohne weiteres verständlich. Wir werden Lumineszenzstrahlung haben, wenn alle oder zum mindesten die Mehrzahl der Oszillatoren in demselben Sinne schwingen, was wegen der Verknüpfung des Schwingungszustandes der Oszillatoren mit dem chemischen Zustand des Systems nur der Fall sein kann, wenn in dem strahlenden System eine bestimmte Änderung, d. h. der Eintritt einer bestimmten chemischen Reaktion erfolgt, so daß wir zweckmäßig statt von einer Lumineszenz- von einer bestimmten Reaktionsstrahlung sprechen könnten. Bei diesen Reaktionsstrahlungen wird es sich somit stets um selektive Strahlung handeln, und zwar wird der Charakter der emittierten bzw. absorbierten Strahlung um so ausgesprochener selektiv, d. h. um so weitgehender in bestimmte enge Strahlungsbereiche zusammengedrängt sein, je weniger verschiedene Arten von Oszillatoren in dem strahlenden System vorhanden sind, und je weniger sich die einzelnen Oszillatoren in ihren Schwingungen gegenseitig beeinflussen. Da nun die gegenseitige Beeinflussung mit zunehmender Konzentration des betreffenden emittierenden oder absorbierenden Gases zunimmt, so ist es auch verständlich, daß die Spektralerscheinungen mit der Erhöhung der Gasdrucke ausnahmslos einen kontinuierlicheren Charakter annehmen.

Weit schwieriger aber ist es, sich von diesen Gesichtspunkten aus eine Vorstellung von der reinen Temperaturstrahlung zu machen. Es ist jedoch klar, daß der Begriff der reinen Temperaturstrahlung bei einem einzelnen Oszillator ebensowenig eine Bedeutung haben kann, wie der Temperaturbegriff für ein einzelnes Molekül, so daß von einer Temperaturstrahlung nur bei einer hinreichend großen Anzahl von Oszillatoren die Rede sein kann. Analog den Verhältnissen der kinetischen Gastheorie wird es auch notwendig sein, daß der Schwingungszustand der Gesamtzahl der vorhandenen Oszillatoren ein ideal ungeordneter ist, und daß diese ideale Unordnung weder durch Emission, noch durch Absorption von Strahlung gestört wird, wenigstens wenn es sich um wahre Temperaturemission oder Absorption handeln soll.

In welcher Beziehung aber die unter diesen Bedingungen von dem System abgegebene oder absorbierte Strahlung zu den Eigenschwingungen der vorhandenen Oszillatoren stehen wird, läßt sich nicht ohne weiteres übersehen. Durch allgemeine thermodynamische Überlegungen, wie ich sie a. a. O.[1]) angedeutet habe, kann man zu dem Schlusse kommen, daß bei reiner Temperaturemission oder Absorption stets kontinuierliche Spektren resultieren werden, wofür meine Untersuchung über das Temperaturemissionsspektrum des Joddampfes zudem eine experimentelle Bestätigung liefert. Eine exakte strahlungstheoretische Lösung dieser Frage ist bisher noch nicht gegeben worden. Wohl aber hat Herr Planck auf den letzten Seiten seiner in mustergültiger Klarheit geschriebenen „Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung“[2]) das hierin enthaltene Problem der gegenseitigen Beeinflussung der Oszillatoren schon angedeutet, so daß wir von ihm vielleicht auch eine weitere Klärung dieser Frage erwarten können.

Zum Schluß sei noch mit einigen Worten auf die Anwendbarkeit des Kirchhoffschen Gesetzes bei den Bunsenflammenspektren eingegangen. Kirchhoff und Bunsen sahen diese Spektren als Temperaturspektren an, obwohl doch die in der Flamme zweifellos erfolgenden chemischen Vorgänge den Gedanken nahegelegt hätten, daß es sich hierbei auch um Reaktionsstrahlungen handeln könne. Da sich Kirchhoff und Bunsen aber auf Grund ihrer überaus eingehenden und sorgfältigen Unter-

1) Diese Zeitschr. **8**, 91, 1907.
2) Leipzig 1906, Verlag von Johann Ambrosius Barth.

suchungen zu dem Schlusse berechtigt glaubten, „daß die Verschiedenheit der Verbindungen, in denen die Metalle angewandt wurden, die Mannigfaltigkeit der chemischen Prozesse in den einzelnen Flammen und der ungeheure Temperaturunterschied dieser letzteren keinen Einfluß auf die Lage der den einzelnen Metallen entsprechenden Spektrallinien ausübt," so mußten sie auch den weiteren Schluß ziehen, „daß es nur die Dämpfe der freien Metalle selbst sein konnten, welche die Spektren derselben erzeugten."

So weitgehend Kirchhoff und Bunsen aber auch ihre Versuche variierten, indem sie Flammen von Schwefel, Schwefelkohlenstoff, Leuchtgas, Kohlenoxyd und Wasserstoff verwandten, so blieb bei allen ihren Versuchen doch stets ein Faktor ungeändert, weil sie stets mit Sauerstoffflammen arbeiteten, indem sie die obengenannten Stoffe entweder an der Luft oder mit reinem Sauerstoff verbrennen ließen. Hiermit blieb aber noch die von ihnen übersehene Möglichkeit offen, daß es sich bei den Bunsenflammenspektren besonders der Alkalimetalle auch um Reaktionsspektren der Verbindung dieser Metalle mit Sauerstoff handeln könne. Die Verwendung anderer als Sauerstoffflammen zeigt nun, daß in ihnen die bekannten Bunsenflammenspektren ausbleiben, ohne daß diesen Flammen etwa eine so tiefe Temperatur zukäme, daß eine merkliche Temperaturemission in ihnen nicht stattfinden könnte. Die Chlorknallgasflamme z. B., die weder durch *K*, *Na* oder *Tl* charakteristisch gefärbt wird, ist heißer als die gewöhnliche Bunsenflamme. So ergaben einige mit Hilfe eines Thermoelements angestellte vergleichende Temperaturmessungen, daß das Thermoelement in der Chlorknallgasflamme eine Temperatur von über 1600° anzeigte, während es unter den gleichen Bedingungen in der gewöhnlichen Bunsenflamme nur auf etwa 1400° und in der frei an der Luft brennenden Wasserstoffflamme nur etwa 1500° stieg, wobei noch zu bemerken ist, daß die Angaben des Thermoelements weit unterhalb der wahren Flammentemperaturen bleiben.[1]) Es wäre nun möglich, daß die Konzentration der freien Alkalidämpfe in der Bunsenflamme eine viel größere wäre als z. B. in der Chlorwasserstoffflamme, und daß das Ausbleiben der Flammenfärbungen in dieser letzteren Flamme auf die geringere Konzentration der freien Alkalidämpfe zurückzuführen wäre. Alsdann aber müßten die Alkalioxyde in der Bunsenflamme sehr viel stärker dissoziiert sein, als die Alkalichloride in der Chlorwasserstoffflamme. Dies ist aber vom chemischen Standpunkte aus äußerst unwahrscheinlich und ließ sich auch dadurch experimentell widerlegen, daß Bestimmungen der Leitfähigkeiten der mit Alkalidämpfen gespeisten Bunsen- und Chlorwasserstoffflammen angenähert dieselben Werte ergaben.[1]) Dagegen wäre es noch möglich, daß die Bunsenflammenspektren trotzdem keine Reaktionsspektren wären, sondern daß sie von dem in der Bunsenflamme gebildeten Alkalioxyde als Temperaturstrahlung emittiert würden.

Dem aber widerspricht die von R. W. Wood[2]) gefundene Tatsache, daß relativ kalter, nichtleuchtender Natriumdampf bei Belichtung mit Natriumlicht zur *D*-Linienfluoreszenz erregt wird. Denn hieraus folgt, daß weder die Absorption noch die Emission der *D*-Linien Temperaturvorgänge sind, sondern daß es sich bei ihnen um Lumineszenz — oder spezieller gesagt — um Reaktionsstrahlungen (Wood ge-

1) Ich habe inzwischen auch schon einige Versuche in der noch wesentlich heißeren Fluorwasserstoffflamme angestellt und kann hier mitteilen, daß auch diese Nichtsauerstoffflamme weder die *D*-Linien noch die grüne *Tl*-Linie zu emittieren vermag.

1) Fredenhagen, Ann. d. Phys. **20**, 133, 1906. Bei dieser Gelegenheit sei auch noch erwähnt, daß der Nachweis, daß zwischen den Leitfähigkeiten der Flammengase und ihrem Leuchtvermögen keine Parallelität besteht, schon früher von A. Smithells, H. M. Dawson und A. H. Wilson erbracht war. Vgl. Phil. Trans. of Roy. Soc. of London **193**, 89, 1899.

2) Diese Zeitschr. **6**, 903, 1905. Nach meiner Auffassung wären es jedoch nicht, wie Wood meint, die Natriumdämpfe selbst, welche die *D*-Linienfluoreszenz hervorbrächten, sondern die Natriumoxyddämpfe, deren Gegenwart wegen der großen Affinität des Natriums zum Sauerstoff unvermeidlich ist, so daß die Woodschen Versuche meine Auffassung ohne weiteres zulassen.

Von allergrößtem Interesse ist weiter die von Wood gemachte Beobachtung, daß die Belichtung des Natriumdampfes mit Natriumlicht wieder *D*-Linienemission hervorruft, während Belichtung mit Licht anderer Wellenlängen die Emission von Strahlen zur Folge hat, deren Wellenlängen denen der absorbierten Strahlen nicht entsprechen, sondern zu ihnen in einer sehr komplizierten und noch nicht geklärten Beziehung zu stehen scheinen. Diese Beobachtung spricht zugunsten der von mir auf Grund anderer Beobachtungen gewonnenen Auffassung, daß die Emission der *D*-Linien eine andere Ursache hat als die Emission der anderen Linien des Natriumspektrums.

Die Untersuchung des Dopplereffektes an den Kanalstrahlen in Natriumdampf müßte nach meiner Auffassung ebenfalls ein verschiedenes Verhalten der *D*-Linien einerseits und der anderen Linien des Natriumspektrums andererseits ergeben, und zwar müßte die bei der Vereinigung von Natrium mit Sauerstoff emittierte *D*-Linie einen kleineren Wert geben, als die anderen Linien, für die sich der für einwertige bzw. zweiwertige Atome berechnete normale Wert des Dopplereffektes ergeben müßte. Ebenso müßte auch bei den anderen Alkalimetallen der Kanalstrahlen-Dopplereffekt bei den Linien, die nach meiner Auffassung Oxydlinien darstellen, nur einen Teil des theoretischen Wertes ergeben. An den *D*-Linien hat sich dieser Effekt leider noch nicht messen lassen, dagegen hat sich in Übereinstimmung mit meiner Auffassung bei der violetten Kaliumlinie eine Verschiebung von nur 64% des theoretischen Wertes ergeben. Vgl. J. Stark und K. Siegl, Ann. d. Phys. **21**, 457, 1906 (die Verfasser geben jedoch für den geringen Wert des Dopplereffektes bei der violetten Kaliumlinie eine andere Erklärung, indem sie darauf hinweisen, daß bei ihren Versuchen Kalium und Wasserstoff zugleich aber in wechselnden Konzentrationsverhältnissen in dem Rohr zugegen waren).

braucht den Ausdruck Resonanzstrahlungen) handeln muß. In demselben Sinne sprechen auch die in der vorhergehenden Abhandlung angeführten Versuche mit dem geteilten Bunsenbrenner und weiter auch noch folgender einfache Versuch. Wenn man einen Kupferdraht in die Chlorwasserstoffflamme, oder mit Salzsäure befeuchtet, an den Rand einer Bunsenflamme bringt, so entsteht die intensiv blaue Färbung des Kupferchlorürs, und zwar noch an den äußersten Teilen der Flamme, deren Temperatur eine relativ geringe sein muß. Bringt man aber etwas Kupferchlorür in ein Quarzrohr und erhitzt dieses in einem Gebläse, so erhält man keine Spur des blauen Lichtes, auch wenn man die Temperatur bis auf hohe Weißglut erhöht. Es folgt daher, daß es sich bei den Flammenspektren nicht um Temperatur-, sondern um Reaktionsspektren handelt. Wir werden daher auch die Tatsache, daß die Flammen die Linien, welche sie bevorzugt emittieren, zugleich auch bevorzugt absorbieren, nicht durch das Kirchhoffsche Gesetz, das man präzis wohl das Kirchhoffsche Temperaturstrahlungsgesetz nennen sollte, sondern durch die allgemeinen Resonanzprinzipien zu erklären haben.

Leipzig, theoretisch-physikalisches Institut, 3. Mai 1907.

(Eingegangen 5. Mai 1907).

Über elektrisch erzeugte Flammenbewegungen.[1]

Von Karl Marbe.

Der Zweck dieses Aufsatzes besteht darin, die Aufmerksamkeit der Physiker auf einige bisher meines Wissens nicht beschriebene Erscheinungen zu lenken. Dieselben dürften allgemein damit zusammenhängen, daß die Flammen, oder doch gewisse Flammen, wenn sich ihr elektrisches Potential ändert, bestimmte Bewegungen ausführen.

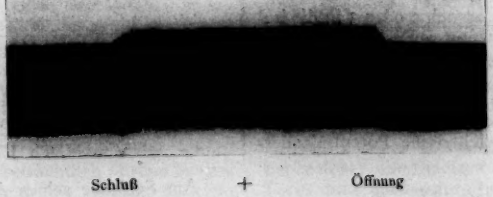
1. An eine Batterie von 124 Volt sei ein Stromkreis angeschlossen, in welchem zwischen zwei horizontal gerichteten Elektroden (gewählt wurden Messing- oder Kohlenelektroden) eine Luftstrecke von 5 mm eingeschaltet sei. Innerhalb der Luftstrecke, senkrecht zur Elektrodenebene, brenne eine Acetylenflamme, welche die Elektroden berühren kann, aber nicht berühren muß. In eine beliebige Stelle des Stromkreises sei ferner ein Stromschlüssel eingeschaltet.

Wenn man nun den letzteren schließt, so macht die Flamme einen deutlichen Ruck nach dem negativen Pol. Erst wenn man wieder öffnet, kehrt die Flamme in ihre ursprüngliche Lage zurück. Diese Tatsache findet ein gewisses Analogon in der Muskelphysiologie. Hängt man nämlich einen dünnen, parallelfaserigen Muskel an seinem oberen Ende und zwischen zwei seine Breitseiten leise berührenden Elektroden auf, so bewegt er sich beim Schluß des Stromes nach der Kathode hin, bei der Öffnung im entgegengesetzten Sinne.

Das beschriebene Flammenphänomen läßt sich graphisch darstellen, wenn man einen Papierstreifen über die Flamme hinweggleiten läßt und dabei die als Elektroden dienenden Messing- oder Kohlenstäbe quer zur Bewegungsrichtung des Papiers aufstellt. Man erhält dann Bilder wie in Fig. 1.

Hier sind, wie auch in Fig. 2, die links liegenden Partien früher gewonnen, als die rechts liegenden. Fig. 1 zeigt, daß diejenige Flammenseite, welche dem negativen Pol benachbart ist, im Moment des Stromschlusses eine größere Bewegung ausführt als die an der Anode liegende Flammenseite. Im Zusammenhang hiermit ist die Flamme bei geschlossenem Stromschlüssel breiter als bei offenem. Fig. 1 zeigt auch wie alle andern von mir entsprechend gewonnenen Bilder im Moment des Stromschlusses und der Öffnung je einen Ring. Hieraus kann man offenbar schließen, daß unsere Flamme während des Schließens und Öffnens eine Bewegung in ihrer Längsachse ausführte.

2. Benützt man bei geschlossenem Stromschlüssel statt des Gleichstroms Wechselstrom von 120 Volt, so zeigt der abrollende Papierstreifen Bilder wie das in Fig. 2 mitgeteilte.



Schluß + Öffnung

Fig 1.

1) Aus dem Psychologischen Institut der Akademie in Frankfurt a. M.

Fig. 2.

3. Der benutzte Wechselstrom wurde direkt dem städtischen Netz entnommen. Einer der Pole dieses Netzes liegt nun an Erde. Wir wollen ihn als Erdpol bezeichnen im Gegensatz zum anderen, den wir isolierten Pol nennen wollen. Die zugehörigen Leitungen sollen Erdleitung und isolierte Leitung, ihre Elektroden Erdelektrode und isolierte Elektrode heißen. Bringt man nun den Stromschlüssel in die Erdleitung und führt man Versuch 2 bei fortgesetztem Öffnen und Schließen des Schlüssels aus, so wird das Rußbild (Fig. 2) in keiner Weise verändert. Dasselbe ist der Fall, wenn man den Anschluß an den Erdpol gänzlich entfernt.

Eine seitliche Ablenkung der Flamme wie in Fig. 1 ergibt sich weder bei Versuch 3, noch bei Versuch 2. Man wird hiernach annehmen dürfen, daß der bei Versuch 2 etwa durch die Flamme hindurchgehende Strom keinerlei merklichen Einfluß auf die Flammenbewegung ausübt. Die Ringe, die sich bei den Versuchen 2, 3 ergaben, werden also lediglich mit den Entladungen der isolierten Elektrode bezw. den dadurch erfolgten Ladungen der Flamme zusammenhängen. Jede Ladung der fortgesetzt in entgegengesetztem Sinne geladenen Flamme hat offenbar eine plötzliche Volumenänderung derselben zur Folge.

Wenn diese Betrachtung richtig ist, werden wir bei den Versuchen 2 und 3 so viele und nur so viele deutlich ausgeprägte Ringe erhalten müssen, als Stromwechsel vorhanden sind. Dies ist in der Tat der Fall, wovon man sich leicht überzeugen kann, wenn man gleichzeitig eine Stimmgabel auf eine zweite Flamme einwirken läßt[1]) oder wenn man die zweite Flamme in geeigneter Weise mit einem Telephon verbindet.[2])

Da in den Versuchen 2 und 3 immer ein größerer Ring auf einen kleineren folgt, liegt die Vermutung nahe, daß die Größe der Einwirkung auf die Flamme vom Vorzeichen des isolierten Pols abhängt.

4. Bringt man bei Versuch 2 oder 3 in die isolierte Leitung einen offenen, auf Schiefer montierten Stromschlüssel oder einen anderen großen Widerstand, etwa ein feuchtes Brett von 1,30 m Länge, so gelingt der Versuch trotzdem. Unsere Flamme erweist sich daher als ein sehr empfindliches Reagens auf elektrische Potentialänderungen.

1) Diese Zeitschr. **8**, 92 f., 1907.
2) Diese Zeitschr. **7**, 543 ff., 1906 und **8**, 202, 1907.

5. Bringt man eine Flamme in die Nähe, etwa 8 cm von einer Teslaspule, wie solche nach Seibt[1]) zur Demonstration elektrischer Wellen Verwendung finden, so erhält man auf dem abrollenden Papierstreifen deutliche, ungleichmäßig verteilte und verschieden stark ausgeprägte Ringe, die offenbar durch die Ladungen der Flamme bedingt sind.

6. Öffnet und schließt man einen primären Strom von 8 Volt eines Induktoriums und bringt man, wie in den Versuchen 1, 2, eine Flamme zwischen zwei Elektroden des sekundären Stroms, so erhält man auf dem abrollenden Papierstreifen bei jeder Öffnung einen deutlichen Ring, was nach den Versuchen 2—5 leicht erklärlich ist. Dieser Versuch 6 gelingt auch, wenn man eine der beiden Elektroden von der Flamme ganz entfernt, um sie an Erde zu legen. Letztere Tatsache findet ein gewisses Analogon in der Nervenphysiologie. Der Muskel des Nervmuskelpräparates zuckt nämlich auch, wenn der Nerv nur mit einem Pol des Induktionsstroms verbunden ist, was sehr deutlich zur Erscheinung kommt, wenn der andere Pol an Erde liegt. — Brächte man bei unserem Flammenversuch einen primären Strom höherer Spannung zur Anwendung, so müßte man wohl auch beim Schließen desselben einen Ring erhalten.

* * *

Es ist klar, daß die beschriebenen Tatsachen mancherlei praktische Anwendungen erlauben. Die Versuche 2—4 gestatten z. B. leicht und exakt, die Frequenz eines Wechselstroms zu messen. Versuch 6 findet zurzeit Anwendung bei Experimenten im Frankfurter Psychologischen Institut, bei denen es darauf ankommt, den Zeitpunkt, in welchem dem Körper ein elektrischer Reiz zugeführt wird, exakt zu bestimmen. Auch in der Telegraphie könnten die beschriebenen Flammenbewegungen Verwendung finden.

Die bei Versuch 5 benützten Apparate wurden von der elektrotechnischen Abteilung des hiesigen Physikalischen Vereins in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

1) Elektrotechnische Zeitschrift **24**, 105 ff., 1903.

(Eingegangen 1. März 1907.)

Über das System der gekreuzten Magnete und seine Verwendung.

(Bemerkung zu einer Mitteilung des Herrn Ad. Heydweiller.

Von M. Th. Edelmann.

Am Schlusse seines Aufsatzes, diese Zeitschr. **8**, 303, 1907, fügt Herr Ad. Heydweiller

einige Zeilen bei, welche offenbar einer Verwechslung zwischen „Erfinder eines Prinzips" und „Konstrukteur einer nach diesem Prinzip gebauten technischen Ausführung" entsprungen sind.

Erfinder des grundlegenden Gedankens war in dem vorliegenden Falle, soviel mir bekannt ist, Stamkart (1859); als Konstrukteure sind dagegen Heydweiller und Ebert aufgetreten. Beide Ausführungen unterscheiden sich konstruktiv in vielen ganz wesentlichen Teilen. Man hat demnach nach meiner Meinung zwischen zwei verschiedenen Apparaten zu unterscheiden, nämlich dem

1. Stamkartschen Instrumente Heydweillerscher Originalkonstruktion und dem
2. Stamkartschen Instrument Ebertscher Originalkonstruktion.

Der zweite Apparat wurde meiner Werkstätte zur Ausführung übergeben.

Entscheidend sind folgende Schriften: Stamkart, Verhandl. d. k. Akad. d. Wiss. Amsterdam Deel VII, 1859; Ebert, Magnetische Messungen im Ballon, Deutsche Zeitschr. f. Luftschiffahrt 1901, S. 137; Preisverz. 26. Nov. 1904 des phys.-mech. Instit. von Dr. M. Th. Edelmann u. Sohn, S. 18, sowie zwei Briefe und eine Korresp.-Karte, welche zwischen Herrn Heydweiller und mir gewechselt wurden (1905) und für jedermann zur Einsicht bereit liegen.

München, den 7. Mai 1907.

(Eingegangen 9. Mai 1907.)

Über flüssige Kristalle.

(Bemerkung zu einer Mitteilung des Herrn O. Lehmann.)

Von K. Fuchs.

1. O. Lehmann schreibt[1]: „K. Fuchs wirft mir vor, ich wolle die ganze Raumgittertheorie umstürzen. Derjenige, welcher meine Arbeiten genau kennt, weiß, daß ich niemals versucht habe, die Raumgittertheorie zu bestreiten. Nicht einmal den flüssigen Kristallen wird regelmäßige Molekularstruktur von mir aberkannt." Demgegenüber zitiere ich O. Lehmann selber[2]: „Absolut unverträglich mit dieser Kontinuitätshypothese oder Raumgittertheorie ist die (von O. Lehmann selber nachgewiesene) Existenz wahrhaft plastischer Kristalle, d. h. solcher, deren Raumgitter bei plastischer Deformation ohne Änderung der (Kristall-) Eigenschaften gestört wird, und ganz besonders die Existenz fließender und flüssiger Kristalle."

2. Meine Äußerung, „die Kugelschicht gravitiert nach dem Dreieckgitter und nach der Sechseckform," faßt O. Lehmann so auf, als spräche ich von Kräften, die mit der Entfernung abnehmen. Das ist ein offenbares Mißverständnis.

1) Diese Zeitschr. **8**, 42—51, 1907.
2) Ann. d. Phys. **21**, 77, 1906.

Preßburg, den 13. Mai 1907.

(Eingegangen 15. Mai 1907.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über die neueren Methoden der Härteuntersuchung.

Von Alfred Kürth.

Die Härtebestimmung der Materialien gewinnt besonders in der Materialprüfung stetig an Bedeutung. Die dabei zur Anwendung gelangenden Methoden sind mit einer Anzahl interessanter physikalischer Fragen verbunden, die es berechtigt erscheinen lassen, auch an dieser Stelle über die neueren Methoden der Härteuntersuchung einiges mitzuteilen.

In der Mineralogie, in der wohl zuerst das Bedürfnis nach einer Härtebestimmung auftrat, nennt man denjenigen von zwei Körpern den härteren, der den andern zu ritzen vermag. Diese Art der Härtebestimmung ist bekanntlich relativ und willkürlich. Es sei nur daran erinnert, daß es möglich ist, mit einer schnell rotierenden Scheibe beträchtlich härtere Körper zu ritzen. Auch sind die Stufen zwischen den einzelnen Härtegraden keineswegs gleich. Bei weiterer Entwicklung mußte also die Härtebestimmung auf eine genau festgelegte Einheit zurückgeführt werden. Aus der großen Anzahl diesbezüglicher Vorschläge haben zwei Gruppen größere Bedeutung erlangt. Das Ritzverfahren und die Eindruckproben.

Bei den neueren Ritzverfahren wird für alle Härtegrade zur Erzeugung der Risse ein und dasselbe möglichst harte Werkzeug benutzt. Die Kraft, mit der das Ritzen erfolgt, ist entweder für alle Härten dieselbe, in welchem Falle man für verschieden harte Stoffe verschiedene Rißbreiten erhält, oder man trachtet bei allen Probekörpern dieselbe Rißbreite zu erzielen, steigert demgemäß mit zunehmender Härte entsprechend auch die Ritzkraft. Es ist hierdurch ermöglicht, Härteskalen mit gleichen Stufen aufzustellen. Martens z. B. bezeichnet als Härte eines Körpers diejenige Belastung, bei welcher ein Diamant von vorgeschriebener Form, und mit bestimmter Geschwindigkeit bewegt, einen Riß von 0,01 mm Breite hervor-

bringt. Die blank polierte Oberfläche des Probestückes wird bei verschiedenen, stufenweise steigenden Belastungen geritzt, die Breite der Risse mikroskopisch ausgemessen und in Funktion der Belastung aufgetragen. Aus der erhaltenen Kurve läßt sich die einer Rißbreite von 0,01 mm entsprechende Belastung — die Ritzhärte — entnehmen.

Wird ein Körper in die Oberfläche eines anderen eingedrückt, so gibt der weichere der beiden Körper so lange nach, bis er dem auf die Eindruckfläche verteilten Druck das Gleichgewicht halten kann. Die Eindruckfläche wird um so größer, je größer die Belastung und je weicher das Material ist. Hierauf beruhen die Eindruckmethoden, die eine wissenschaftliche Grundlage durch die vielerwähnten, hier als bekannt vorausgesetzten Arbeiten von Hertz erhielten, durch dessen neue, sinnreiche Definition eine absolute und den augenblicklichen Zustand des Materials charakterisierende Härtebestimmung gegeben war. Er wählte als Härtemaß diejenige Spannung, die im Mittelpunkte einer kreisförmigen Deformationsfläche im Augenblick der Überschreitung der Elastizitätsgrenze herrscht. Diesen Punkt kann man aber nur bei spröden Materialien feststellen, bei denen die Überschreitung der Elastizitätsgrenze sich durch Auftreten von Rissen bemerkbar macht, währenddem die Feststellung unmöglich wird bei plastischen Materialien, bei denen keine scharfe Grenze zwischen elastischen und bleibenden Formänderungen besteht. Die Spannungen zwischen den beiden gekrümmten Flächen wachsen in Wirklichkeit so rasch, daß die Elastizitätsgrenze überschritten wird, ehe noch die Oskulationsfläche eine praktisch meßbare Größe erreicht hat. Dazu kommt noch der Umstand, daß man nach den sehr genauen Auerbachschen Untersuchungen (Absolute Härtemessung. Wied. Ann. **43**, 1891 und **45**, 1892; ferner: Über die Härte der Metalle etc. Ann. der Physik 1900, Bd. 3) zur Annahme berechtigt ist, die in der Berührungsfläche im Augenblick der Überschreitung der Elastizitätsgrenze auftretende maximale Spannung sei gar keine Materialkonstante, sie sei vielmehr selbst von der Krümmung der Druckflächen abhängig.

Die praktische Härtemessung mußte also notgedrungen zu bleibenden Formänderungen zurückkehren. Im Zentralblatt der Bauverwaltung 1896, S. 199, hat Föppl eine Methode angegeben, die dann von Schwerd (Mitteilungen a. d. mech.-techn. Laboratorium in der Kgl. techn. Hochschule München, Heft XXV, 1897) ausgearbeitet wurde. Föppl verwendet 2 Zylinder aus demselben Material, die kreuzweise übereinander gelegt, einer allmählich steigenden Belastung unterworfen werden, die an der Berührungsstelle einen bleibenden Eindruck hervorbringt. Je härter ein Körper, um so größer muß die angewendete Druckkraft sein, um eine bestimmte Eindruckfläche zu erzeugen, das Verhältnis von Druckkraft und Eindruckfläche kann daher als Maß für die Härte des Körpers betrachtet werden. Da die Eindrücke lediglich durch Aufeinanderdrücken von Probekörpern aus demselben Material, dessen Härte bestimmt werden soll, erhalten werden, dachte Föppl eine absolute Meßmethode angegeben zu haben, die für denselben Stoff stets zu derselben Zahl führen muß. Nach Versuchen von Schwerd geben Zylindersegmente gleich große Eindruckflächen, wie Vollzylinder von derselben Krümmung. Bei verschiedenen Zylinderradien verhalten sich die Härtezahlen umgekehrt, wie die dritten Wurzeln aus den Radien.

$$H_1 : H_2 = \sqrt[3]{r_2} : \sqrt[3]{r_1}.$$

Aus weiteren Versuchen (Mitteilungen a. d. mech. techn. Laboratorium, Heft 28, 1902) hat Föppl aber gezeigt, daß die so bestimmte Härte nicht nur von der Krümmung der Probekörper, sondern auch vom Druck abhängig ist. Mit steigendem Druck steigt die Härte.

Sehr große Verbreitung hat nun eine von Brinell (Baumaterialienkunde 1900, S. 276 und 1906, Heft 1 und 8; ferner Dinglers Polyt. Journal 1905, Bd. 320, S. 280) angegebenes Verfahren gefunden, nach welchem der Eindringwiderstand durch Einpressen oder Einschlagen einer gehärteten Stahlkugel in die zu prüfende Oberfläche bestimmt wird. Das Brinellsche Härtemaß ist der Quotient aus der Belastung in kg und der sphärischen Oberfläche des Eindruckes in qmm. Große Vorteile, die seine weite Verbreitung im Materialprüfungswesen erklären, sind sowohl Einfachheit des Verfahrens, wie vor allem die Möglichkeit, ganze Maschinenteile an jeder beliebigen Stelle prüfen zu können, wodurch man die innerhalb desselben Materials vorhandenen Inhomogenitäten feststellen kann. Dicke d und Breite b des Probestückes sind ohne Einfluß auf die Härtezahl, sofern $d > 2{,}5$ mm und $b > 35$ mm. Brinell verwendet als Probestücke von normalen Abmessungen solche mit $d = 10$ mm und $b = 35$ mm.

In der folgenden Tafel sind für verschiedene Metalle und Metallegierungen die Härtezahlen nach Brinell zusammengestellt.

Brinell suchte auch sein Härtemaß mit den anderen Festigkeitseigenschaften der Materialien in Zusammenhang zu bringen. Er untersuchte Kohlenstoffstähle von 0,09 bis 1,05% C und fand, daß die Härtezahl (H) in einem konstanten Verhältnis zur Zugfestigkeit

Material	Belastg. kg	Durchm. des Eindruckes	Härte
Blei	200	6,3	5,7
Zinn	500	6,25	14,5
Phosphorzinn	500	5,45	19,7
Aluminium	500	4,00	38,0
Zink	500	3,65	46,0
Gold	500	3,60	48,0
Antimon	500	3,35	55,0
Silber $\left(\frac{998,4}{1000}\text{ Reinheit}\right)$	500	3,25	59,0
Messing	500	3,15	63,0
Kupfer	500	2,90	74,0
Glockenmetall	500	2,25	124,0
Phosphorbronze	500	2,20	130,0
Stahl von 0,2 Proz. C.	—	—	107
„ „ 0,4 „ „	—	—	156
„ „ 0,6 „ „	—	—	215
„ „ 0,7 „ „	—	—	232

(σ_B) stand, die beim Zerreißversuch ermittelt wurde. Es ergab sich die Bruchspannung

$$\sigma_B = 0{,}35\, H.$$

Breuil hat diese Angaben an geglühtem Eisen untersucht. (Vortrag, gehalten auf dem internat. Kongreß für die Materialprüfung der Technik, Brüssel, 1906, Berichtheft A. 7.) Das Verhältnis zwischen Zugfestigkeit und Härte schwankte dabei zwischen 0,322 und 0,376, zeigte also beträchtliche Unterschiede. H. Le Chatelier bezweifelt die Richtigkeit der Breuilschen Messungen und berechnet aus Versuchen von Benedicks, Charpy und Dillner das Verhältnis von Zugfestigkeit und Härte zu 0,343 bis 0,364. (Revue de Métallurgie 1906, No. 2.) Dieser Koeffizient ist natürlich für jedes Material verschieden und ändert sich auch bei demselben Material mit dem Druck, mit welchem die Kugelproben ausgeführt werden. Le Chatelier empfiehlt daher für Materialien, die etwa die Härte von nicht abgeschrecktem Eisen haben, stets einen Druck von 2000 bis 3000 kg zu wählen.

Durch Kugeleindrücke versuchte Brinell auch die Proportionalitätsgrenze und Bruchdehnung der untersuchten Proben zu bestimmen. Eine gehärtete Kugel von 5 mm Durchmesser wird in der Entfernung 2 mm vom Rande des zu prüfenden Probestückes so lange belastet, bis die erste Ausbauchung am Rande sichtbar wird; diese Belastung soll in einem bestimmten Verhältnis zu dem beim Zugversuch gefundenen Wert der Proportionalitätsgrenze stehen. Drückt man die Kugel so weit in das Material, daß die Randausbauchung einen deutlich sichtbaren Riß aufweist, so ist die Höhe dieser Ausbauchung nach Brinell ein Maß für die beim Zerreißversuch erhaltene Bruchdehnung. Breuil fand bei seinen Versuchen (l. c.) diese Angaben nicht bestätigt.

(Eingegangen 16. Mai 1907.)

BESPRECHUNGEN.

G. G. Stokes, Memoir and scientific correspondence. Selected and arranged by J. Larmor. Two volumes. 8. XX u. 984 S. mit 4 Tafeln. Cambridge University Press Warehouse, C. F. Clay, Manager, London, Fetter Lane, E. C. 24 sh. net.

Die in zwei stattlichen Bänden vorliegenden wissenschaftlichen Notizen, sowie ein ausgedehnter Briefwechsel mit einer großen Reihe der bekanntesten Forscher werden eingeleitet durch biographische Mitteilungen seitens der Tochter des verstorbenen Forschers. Es fehlt nur der Briefwechsel Stokes mit Lord Kelvin, der gesondert erscheinen soll. Wer sich für die Genesis exakt wissenschaftlicher Leitungen im allgemeinen oder gar die des Verfassers im besonderen interessiert, wer ferner Stokes als Mensch näher kennen zu lernen begehrt, wird diese Bände nicht unbefriedigt aus den Händen legen.

E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

Ch. M. van Deventer, Physikalische Chemie für Anfänger. Mit einem Vorwort von J. H. van't Hoff. 3. Auflage besorgt von E. Cohen. Leipzig, W. Engelmann u. Amsterdam, S. L., van Looy. 1906. In Leinen gebunden M. 4.—.

Deventers Werk ist als elementare physikalische Chemie, insbesondere für Mediziner und Pharmazeuten wohl eingeführt und wird auch in der dritten Auflage ihren Leserkreis finden.

E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

Th. v. Grotthuß, Abhandlungen über Elektrizität und Licht. Herausgegeben von R. Luther u. A. v. Oettingen. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 152.) 8. 199 S. mit 1 Bildnis u. 5 Figuren im Text. Leipzig, W. Engelmann. 1906. Gebunden M. 3.—

Die heute zur elektrolytischen Dissoziationstheorie mit deren zahlreichen scharfsinnigen Konsequenzen ausgebildeten Vorstellungen über

die Stromleitung in Elektrolyten und die Elektrodenvorgänge gehen in ihren Anfängen auf Grotthuß zurück, der auch auf photochemischem Gebiete ein frühzeitiger und zielbewußter Experimentator gewesen ist. Ist auch manches in den Grotthußschen Arbeiten heute als falsch erwiesen, so ist doch die Lektüre der hier vorliegenden Abhandlungen des mit kühner und wie man heute sagen dürfte, auch vielfach glücklicher Phantasie begabten Autors auch dem Fernerstehenden zu empfehlen. E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

E. Baur, Kurzer Abriß der Spektroskopie und Kolorimetrie. (Handbuch der angewandten physikalischen Chemie. V. Band.) gr. 8. VIII u. 122 S. mit 29 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 6.—, gebunden M. 7.—

Der Verfasser des vorliegenden Bandes bietet uns eine speziell für Chemiker verfaßte elementare Darstellung der Spektroskopie und Kolorimetrie, deren Aufbau und Inhalt in jeder Hinsicht gelobt zu werden verdient. Möge es daher nicht als ein Tadel aufgefaßt werden, wenn der Referent sich den Hinweis darauf erlaubt, daß der Name Zeeman konsequent mit zwei statt einem n geschrieben worden ist. Das Baursche Werk verdient auch über die Kreise der speziell interessierten Chemiker hinaus gelesen zu werden. E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

Joh. Gaedicke, Der Gummidruck (Direkter Pigmentdruck). Dritte, durchgesehene und vermehrte Auflage. Mit acht Figuren im Text und zwei Tafeln. gr. 8°. VIII u. 95 S. (Photographische Bibliothek Band 10.) Berlin, Gustav Schmidt. 1906. Geb. M. 3,—.

Wie die ersten zwei Auflagen schnell vergriffen wurden, so wird wohl auch die dritte einen großen Leserkreis finden, denn der Verfasser hat sorgfältig alle Fortschritte der letzten Jahre berücksichtigt und so z. B. auch die Verwendung des vor zwei Jahren von Bühler in Schriesheim bei Heidelberg in den Handel gebrachten, direkt kopierenden Pigmentpapieres beschrieben und seine Vorzüge durch eine Bildertafel veranschaulicht. Riesenfeld.

(Eingegangen 20. Februar 1907.)

E. Holm, Das Objektiv im Dienste der Photographie. Zweite durchgesehene Auflage. gr. 8. VII u. 152 S. Mit zahlreichen Textfiguren und Aufnahmen. Berlin, Gustav Schmidt. 1906. M. 2.—.

Das Buch, welches ausschließlich den Bedürfnissen des Praktikers gerecht werden soll, macht, wie der Verfasser betont, keinerlei Anspruch auf wissenschaftlichen Charakter. Obwohl daher in demselben auf eine möglichst einfache und allgemein verständliche Ausdrucksweise Gewicht gelegt wird, so werden doch die Vor- und Nachteile der wichtigsten photographischen Objektivsysteme durchaus gründlich und so erschöpfend besprochen, wie es in keinem zweiten der vielen populären Werke über Photographie der Fall ist. Durch zahlreiche Abbildungen, die Beispiel und Gegenbeispiel anschaulich gegenüberstellen, wird die Darstellung wirkungsvoll verdeutlicht. Kurz, man empfände beim Durchblättern des Buches eine reine Freude, entdeckte man nicht beim genaueren Hinsehen, daß es im Grunde nichts anderes ist, als eine sehr geschickt abgefaßte Reklameschrift der optischen Anstalt von Goerz-Friedenau. Riesenfeld.

(Eingegangen 22. Februar 1907.)

Josef Maria Eder, Geschichte der Photographie. (Ausführliches Handbuch der Photographie Band I, 1. Teil.) gr. 8. XVI u. 484 S. mit 148 Abbildungen und 12 Tafeln. Dritte gänzlich umgearbeitete und vermehrte Auflage. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1905. M. 12.—.

Das vorliegende Werk umfaßt ein weites Gebiet, weit mehr als nur eine Geschichte der Photographie. Ausgehend von Aristoteles' Ansichten über das Licht, verfolgt es gewissenhaft, wie im Laufe des Mittelalters sich allmählich die Kenntnisse der photochemischen Prozesse vermehrten, wie die Lichtempfindlichkeit der Silbersalze im Anfang des 18. Jahrhunderts entdeckt wurde, und umfaßt schließlich auch die Entwicklung aller der verschiedenen Reproduktionsprozesse, die auf photochemischen Erscheinungen beruhen: der Photokeramik, Photolithographie, Photozinkotypie und Heliogravüre. Dabei nimmt naturgemäß diejenige Vervielfältigungsart, die wir als Photographie im eigentlichen Sinne bezeichnen, den breitesten Raum ein. Endlich sind auch die neuesten Fortschritte auf dem Gebiete der Photographie in natürlichen Farben, der Photochromie, wenigstens kurz, besprochen.

Einer ausdrücklichen Empfehlung bedarf dieses Werk wohl nicht, in dem von sachkundigster Hand zum ersten Male die Entwicklung photographischer Prozesse in deutscher Sprache zusammengefaßt wird. Es beruht zum großen Teil auf eigenen Quellenstudien des Verf. und ist eines der grundlegenden Werke, auf der jede spätere Forschung auf diesem Gebiete aufbauen muß. Riesenfeld.

(Eingegangen 22. Februar 1907.)

A. Kraatz, Maschinentelegraphen. (Telegraphen- und Fernsprech-Technik in Einzeldarstellungen. I. Band.) gr. 8. X u. 136 S. mit 158 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1906. M. 5.—, gebunden M. 5.80.

Es ist zu begrüßen, daß für dieses Gebiet, für das bisher sehr wenig Publikationen vorliegen, eine Monographie erschienen ist. Die Darstellung gibt einen vorzüglichen Überblick über das bisher Erreichte. E. Madelung.

(Eingegangen 16. März 1907.)

E. Orlich, Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen. 7. Heft.) 8. VIII u. 117 S. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1906. M. 3.50, gebunden M. 4.—

Die erschöpfende Darstellung der vorhandenen Methoden ist theoretisch wie praktisch vom größten Interesse. Das Buch ist jedem zu empfehlen. E. Madelung.

(Eingegangen 16. März 1907.)

W. Biscan, Die Starkstromtechnik. Ein Hand- und Lehrbuch in zwei Bänden. I Band. Gesetze und Erzeugung der elektrischen Energie. Lex.-8. X u. 488 S. mit 452 Figuren. Leipzig, C. Scholtze. 1906. M. 15.—, in Halbfranz gebunden M. 17.50

Das mit guten und vielen Illustrationen ausgestattete Werk enthält eine Fülle von Material, das durch praktische Beispiele wirksam erläutert wird. Auch der Anfänger, der sich durch überreiches Tatsachenmaterial nicht beirren läßt, kann dies Buch mit Vorteil zur Einführung verwenden. E. Madelung.

(Eingegangen 16. März 1907.)

R. Rüdenberg, Energie der Wirbelströme in elektrischen Bremsen und Dynamomaschinen. (Sammlung elektrotechnischer Vorträge. X. Band. 8. bis 10. Heft.) gr. 8. 102 S. mit 21 Abbildungen. Stuttgart, F. Enke. 1906. M. 3.60

Die Untersuchungen, die Verfasser rein theoretisch auf Grund der Maxwellschen Gleichungen durchführt, betreffen teils die Wirbelstrombremsen und deren Vorausberechnung, teils die genaue Formulierung der Gesetze, nach denen die Verluste im Ankereisen von Dynamomaschinen sich bestimmen lassen. Derartige Berechnungen lagen bisher nicht vor. Die Arbeit ist daher nach dieser Richtung als grundlegend zu bezeichnen. E. Madelung.

(Eingegangen 16. März 1907.)

J. A. Fleming, Elektrische Wellentelegraphie. 4 Vorlesungen. Autorisierte deutsche Ausgabe von E. Aschkinaß. 8. IV u. 185 S. mit 53 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. M. 4.20, gebunden M. 5.—

Wer die Art der Engländer, ausländische Literatur nicht zu berücksichtigen, kennen lernen will, dem sei dieses Buch empfohlen. Leider unterläßt es der Übersetzer, darauf hinzuweisen, und deckt so mit seinem Namen das obige Verfahren. Das Buch durfte nur deutsch „bearbeitet", nicht „übersetzt" werden.

Ferner ist der allzu häufig wiederkehrende Versuch, dem Laien schwierige physikalische Begriffe durch ganz unverständliche Umschreibungen erklären zu wollen, zu tadeln.

Inhaltlich ist das Buch des bekannten Fachmannes von großem Interesse.

E. Madelung.

(Eingegangen 16. März 1907.)

Lexikon der Elektrizität und Elektrotechnik. Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben v. F. Hoppe. In Lieferungen. Lex.-8. Wien, A. Hartleben. 1906. à Liefg. M. —.50.

Das bisher noch nicht vollständig vorliegende Werk verspricht ein vorzügliches Handbuch zu werden. Einigen Stichproben hielt es durchaus stand. E. Madelung.

(Eingegangen 16. März 1907.)

J. Zeidler, Die elektrischen Bogenlampen, deren Prinzip, Konstruktion und Anwendung. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen von Dr. G. Benischke, 6. Heft.) 8°. 143 S. mit 130 Abbildungen und einer Kurventafel. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1905. Gebunden M. 6.—

Das Buch soll „dem Studierenden der Elektrotechnik, sowie dem Installateur und sonstigen Interessenten die notwendigen Erläuterungen zum Verständnis der modernen Bogenlampenkonstruktionen und deren Anwendung geben". An der Hand zahlreicher sehr guter Abbildungen werden die Konstruktionsdetails klar und ausführlich beschrieben, ohne jedoch auf nebensächliche Einzelheiten zu tief einzugehen.

Die verschiedenen Schaltungsprinzipien sowie die den verschiedenen Reguliermechanismen zugrunde liegenden physikalischen Gesetze

sind in leichter verständlicher Form entwickelt. Die äußere Schaltung der Lampen, sowie die dafür erforderlichen Nebenapparate werden kurz im letzten Kapitel besprochen, nachdem zuvor noch auf die praktische Anwendung der Bogenlampen mit einigen Beispielen der Berechnung von Platz- und Raumbeleuchtungen eingegangen wurde. Das Buch kann jedem, der sich über Bogenlampenkonstruktionen informieren will, sehr empfohlen werden. M. Reich.

(Eingegangen 8. März 1907.)

Carl Friedrich Gauß' Werke. VII. Band. Herausgegeben von der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Lex.-8. 650 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. M. 30.—

Der vorliegende Band enthält einen neuen Abdruck der Theoria motus, die jedoch von Herrn Brendel, in dessen Händen die Bearbeitung lag, bezüglich Druckfehler und anderer Ungenauigkeiten einer sorgfältigen Durchsicht unterzogen wurde, sowie fast den gesamten Nachlaß astronomischen Inhalts. Neben einigen kleineren Abhandlungen zur elliptischen und parabolischen Bewegung, die schon Gauß als Supplement zur Theoria motus herauszugeben beabsichtigt hatte, sind es vor allem die Pallasstörungen, denen allseitiges Interesse entgegengebracht werden dürfte; sie gelangen, nachdem bisher nur Einzelheiten bekannt geworden waren, hier zum ersten Male an die Öffentlichkeit. Gleichfalls noch nicht bekannt ist der unvollendet gebliebene Entwurf einer Theorie der Mondbewegung. Was die Arbeiten Gauß' für die Astronomie bedeuten, ist hinlänglich bekannt, es ist nur zu bedauern, daß besonders seine Störungsrechnungen erst jetzt zugänglich werden. E. Przybyllok.

(Eingegangen 13. März 1907.)

J. G. Schoen, Anleitung für die Manipulationen bei den barometrischen Höhenmessungen mit besonderer Rücksicht auf Trassierungen von Bahnstrecken. gr. 8. 18 S. Wien, F. Deuticke. 1907. M. 1.—

Der Verfasser gibt eine leicht faßliche Anleitung zur Behandlung und Gebrauch von Quecksilberbarometern und Aneroiden bei Ausführung barometrischer Höhenmessungen, die in der Praxis erprobt ist; sie ist aus einer von ihm früher für Landmesser ausgearbeiteten Instruktion entstanden. E. Przybyllok.

(Eingegangen 13. März 1907.)

W. v. Bezold, Gesammelte Abhandlungen aus den Gebieten der Meteorologie und des Erdmagnetismus. In Gemeinschaft mit A. Coym herausgegeben vom Verfasser. gr. 8. 448 S. mit 66 Abbildungen im Text und 3 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1906. M. 14.—, gebunden M. 16.—

Der weitaus größte Teil des Inhalts dieses Sammelbandes ist charakterisiert durch den Ausdruck „Physik der Atmosphäre". Bezolds Arbeiten sind für diese Wissenschaft, der er jenen prägnanten Namen verlieh, grundlegend gewesen. Wenn sie trotzdem nicht in dem ihnen zukommenden Maße ein Allgemeingut geworden sind, so lag das wesentlich daran, daß sie, in Akademieschriften zerstreut, schwer zugänglich waren. Abgesehen von den Arbeiten, die für den engeren Kreis der Fachgenossen bestimmt sind, seien hier dem Physiker die klassischen Abhandlungen zur Thermodynamik der Atmosphäre besonders zur Beachtung empfohlen, desgleichen die Arbeiten über den Erdmagnetismus, die bei der sehr spärlichen Literatur über diesen Gegenstand, eine recht willkommene Erscheinung bilden. Vor nicht allzu langer Zeit ist der Verfasser aus der Reihe der Lebenden geschieden. Dieses Werk soll uns ein teures Vermächtnis und eine bleibende Erinnerung an ihn sein.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 13. März 1907.)

Monographien über angewandte Elektrochemie. Halle a. S., W. Knapp.

XVII. Band: Emil Abel, Hypochlorite und elektrische Bleiche. Theoretischer Teil. gr. 8. 110 S. mit 10 Figuren und 10 Tabellen im Text. 1905. M. 4.50.

Der scheinbar einfache Prozeß der Elektrolyse einer Kochsalzlösung führt — unter verschiedenen Bedingungen für Konzentration. Temperatur, Spannung, Elektrodenmaterial etc. — zu einer Reihe verschiedener Produkte, die zum Teil von hervorragender technischer Bedeutung sind. Die Theorie der in Betracht kommenden Vorgänge ist im Laufe der letzten Jahre fast vollständig geklärt und zu einem gewissen Abschluß gebracht worden, so daß eine Zusammenfassung des Erreichten erwünscht erschien. Der Verfasser hat seinen Gegenstand in solcher Weise behandelt, daß der vorliegende Band als einer der bestgelungenen der Sammlung bezeichnet werden kann. Es dürfte auch für die Leser dieser Zeitschrift von Interesse sein, aus dem Hefte zu ersehen, welche Hilfsmittel und Methoden der modernen Elektrochemie zur Bewältigung einer komplizierten Aufgabe zur Verfügung stehen.

XVIII. Band: Sherard Cowper-Coles, Elektrolytische Verzinkung. Ins Deutsche übertragen von Emil Abel. gr. 8. 37 S. mit 36 Figuren und 9 Tabellen im Text. 1905. M. 2.—

Von theoretischem Interesse sind insbesondere die verschiedenen Ansichten, welche über die Natur und über die Entstehungsursache des schwammigen Zinks, dessen Auftreten sich nur schwer vermeiden läßt, aufgestellt worden sind. Eine sichere Entscheidung hat sich hier noch nicht treffen lassen.

XIX. Band: John B. C. Kershaw, Die elektrolytische Chloratindustrie. Ins Deutsche übertragen von Max Huth. gr. 8. VI u. 123 S. mit 39 Figuren und 3 Tabellen im Text und einem Anhang, welcher die wörtliche Wiedergabe der wichtigsten Patente enthält. 1905. M. 6.—

Das Buch bildet eine willkommene Ergänzung zu dem oben erwähnten XVII. Bande der Sammlung. Es legt aber im Gegensatz zu jener rein theoretischen Erörterung das Hauptgewicht auf die technische Durchführung des Prozesses und gibt eine eingehende Schilderung der in verschiedenen Fabrikanlagen durchgeführten Verfahren.

XX. Band: Richard Lorenz, Die Elektrolyse geschmolzener Salze. Erster Teil: Verbindungen und Elemente. gr. 8. VI u. 217 S. mit 9 in den Text gedruckten Abbildungen. 1905. M. 8.—

XXI. Band: Dasselbe. Zweiter Teil: Das Gesetz von Faraday; die Überführung und Wanderung der Ionen; das Leitvermögen. gr. 8. XV u. 257 S. mit 59 in den Text gedruckten Abbildungen. 1905. M. 8.—

XXII. Band: Dasselbe. Dritter Teil: Elektromotorische Kräfte. gr. 8. XVIII u. 322 S. mit 75 in den Text gedruckten Abbildungen. 1906. M. 10.—

Die drei Bände behandeln ein Gebiet, welches der Theorie bisher nur geringe Ausbeute geliefert hat. Der erste Band beschreibt vom qualitativ-präparativen Standpunkte aus die Tatsachen, welche über die Elektrolyse besonders der geschmolzenen Metallsalze bekannt geworden sind. Die zerstreute und reichhaltige Literatur ist in dankenswerter Weise zusammengetragen und für die Weiterarbeit nutzbar gemacht. In diese hat der Verfasser in zahlreichen Arbeiten mit seinen Schülern eingegriffen und zwar mit besonders gutem Erfolge dort, wo es sich darum handelte, die vielfachen Abweichungen vom Faradayschen Gesetz bei der Elektrolyse geschmolzener Salze aufzuklären. Von besonderem Interesse auch vom physikalischen Standpunkte erscheint das weitere Studium der Metallnebel, welche bei hoher Temperatur an Metallen in geschmolzenen Salzen sich bilden. Der dritte Band behandelt die Zersetzungsspannungen geschmolzener Salze und die Messung elektromotorischer Kräfte von galvanischen Elementen mit geschmolzenen Salzen. Auch hier konnte über zahlreiche eigene Arbeiten des Verfassers und seiner Mitarbeiter berichtet werden. Die drei Bände enthalten eine große Anzahl interessanter Einzelheiten. Daß die Darstellung sich nicht kürzer geben ließ, hat seinen leicht erkennbaren Grund darin, daß die theoretischen Gesichtspunkte, unter welchen sich die Tatsachen zusammenfassen ließen, noch nicht gegeben sind. Es gilt noch, den Weg zu finden, der zur Anwendbarkeit der Dissoziationstheorie auf den festen und schmelzflüssigen Aggregatzustand führt. Der dahin gerichteten Forschung dürfte der Verfasser in den vorliegenden Bänden einen guten Dienst erwiesen haben.

XXIII. Band: R. Lucion, Elektrolytische Alkalichloridzerlegung mit flüssigen Metallkathoden. gr. 8. VIII u. 206 S. mit 181 in den Text gedruckten Abbildungen und 7 Tabellen. 1906. M. 9.—

Das Buch gibt nach einer kurzen Erörterung der Theorie der Elektrolyse von Alkalichloriden mit Quecksilberkathode eine sehr ausführliche Zusammenstellung der den Gegenstand behandelnden Patente. Zum Schlusse werden die praktisch so wichtig gewordenen Verfahren behandelt, bei welchen das Alkalimetall an geschmolzenen Bleikathoden abgeschieden und die Bleialkalilegierung durch Wasserdampf wieder zerlegt wird.

XXIV. Band: P. Ferchland und P. Rehländer, Die elektrochemischen deutschen Reichspatente. Auszüge aus den Patentschriften, gesammelt, geordnet und mit Hinweisen versehen. gr. 8. X u. 230 S. mit 124 Figuren im Text. 1906. M. 10.—

Für die Leser dieser Zeitschrift genügt der Hinweis, daß in dem vorliegenden Bande eine leicht zugängliche Sammlung der elektrochemischen Patente vorhanden ist. Von den sehr spärlich eingestreuten kritischen Bemerkungen sagen die Verfasser im Vorwort, daß sie nicht für unwiderlegbar angesehen werden wollen. Die Durchsicht einer Reihe von Bemerkungen läßt diese vorsichtige Äußerung als sehr angebracht erscheinen.

XXV. Band: Julius Ephraim, Deutsches Patentrecht für Chemiker. gr. 8. XXVIII u. 608 S. 1907. M. 18.—

Die Darstellung des Patentrechtes unter steter Bezugnahme auf ein bestimmtes technisches Gebiet hat ein höchst interessant zu

lesendes Werk ergeben. Die scharfe juristische Formulierung der Begriffe, welche für den Nicht-Juristen in ihrer Abstraktheit zumeist leer bleiben, gewinnt hier Leben und Inhalt durch die ausführliche Darlegung an Beispielen, welche überdies in der Mehrzahl nicht fingiert, sondern der Praxis entnommen sind. Das Buch dürfte nicht nur von solchen mit Interesse gelesen werden, deren wissenschaftliche Tätigkeit auf den so lockenden, aber schon von Faraday so sehr gefürchteten Seitenpfad gelangt ist. Coehn.

(Eingegangen 20. März 1907.)

Fragekasten.

Ist die Intensität eines Lautes eine aus der Klangfarbe, der Dauer und der musikalischen Höhe bestehende Resultante?

In der experimentellen Phonetik — alias Physiologie und Pathologie der Stimme und Sprache im weitesten Sinne des Begriffs — bedienen wir uns bei den Untersuchungen u. a. auch der graphischen Methode von Marey. Abgesehen von den physiologischen, können wir auch die akustischen Eigenschaften der gesprochenen und gesungenen Laute untersuchen. Bis jetzt aber ist es uns trotz der verschiedenen Vorschläge noch nicht gelungen, die Intensität eines Lautes in einer für uns zuverlässigen und leicht ausführbaren Weise auf den Tracés zu messen. Man hat behauptet (Rosengren, 1902), die Intensität wäre mit der Dauer identisch. Z. B. da das *f* von offen länger ist als das von Ofen, so muß das erste *f* auch stärker als das zweite sein. Diese Behauptung wurde von anderen (Jespersen 1904; Poirot 1906) für unrichtig befunden und bekämpft. Dafür ist eine andere Vermutung aufgestellt worden. Darnach sollte die Intensität nur eine aus der Klangfarbe, der Dauer und der musikalischen Höhe bestehende Resultante sein. Man ist zu dieser Vermutung nicht experimentell, sondern spekulativ gekommen. Jedenfalls weiß man noch nicht, in welchem Verhältnis die Intensität nachläßt beim Steigen der musikalischen Höhe. Vielleicht interessieren sich die Herren Akustiker für diese neue Behauptung und veröffentlichen gelegentlich in dieser Zeitschrift ihr Fachurteil. Eventuelle direkte Antworten an den Unterzeichneten werden dankbar angenommen. Das Mitarbeiten der Akustiker kann nur einen wertvollen Beitrag zur Lösung dieser schwierigen Frage liefern.

Dr. G. Panconcelli-Calzia, phonetisches Kabinett der Universität Marburg i. H.

(Eingegangen 26. Mai 1907.)

Tagesereignisse.

Ferienkurse über wissenschaftliche Mikroskopie.

Nach den neueren Fortschritten der wissenschaftlichen Mikroskopie hat sich das Anwendungsgebiet desselben außerordentlich erweitert und das Mikroskop ist jetzt nicht mehr wie früher in erster Linie nur als Forschungswerkzeug der biologischen Wissenschaften zu betrachten. Physik, physikalische Chemie und besonders das Studium molekularphysikalischer Fragen können durch die richtige Benutzung der neueren mikroskopischen Untersuchungsmethoden manche Förderung erhoffen, nicht minder auch viele Fragen, die aus der wissenschaftlichen Behandlung zahlreicher industriellen Aufgaben erwachsen. Eine übersichtliche Darlegung der einschlägigen Beobachtungsmethoden, verbunden mit instruktiven Demonstrationen, wie sie in einem im Oktober dieses Jahres zu Jena geplanten Ferienkursus gegeben werden wird, dürfte deshalb manchem, der sich für solche Fragen interessiert, recht erwünscht erscheinen.

Das Programm der Vorlesungen ist folgendes:

Prof. Dr. H. Ambronn: Demonstrationen über das Zustandekommen der mikroskopischen Bilder, mit Übungen, Diffraktionsversuche nach Abbe, Apparate zur Prüfung der mikroskopischen Objektive: Testplatte, Apertometer. (Montag und Dienstag.)

Dr. A. Köhler: Demonstrationen von Neuerungen auf dem Gebiete der Projektion und Mikrophotographie, insbesondere Mikrophotographie mit ultraviolettem Lichte. (Mittwoch und Donnerstag.)

Dr. H. Siedentopf: Ultramikroskopie, Dunkelfeldbeleuchtung, Heizmikroskopie; mit Übungen: Demonstrationen an kolloidalen Lösungen, Brownsche Bewegung, Untersuchungsmethoden für lebende Zellen und Bakterien, flüssige Kristalle. (Freitag und Sonnabend.)

Die Vorlesungen sind durch Unterstützung der Carl Zeiß-Stiftung honorarfrei und finden vom 14. bis 19. Oktober 1907 in dem unter Leitung von Professor Dr. H. Ambronn stehenden Institut für Mikroskopie an der Universität Jena statt.

Die sämtlichen Mikroskope und sonstigen Apparate werden von der Firma Carl Zeiß, Jena, zur Verfügung gestellt werden.

Es wird gebeten, Anfragen und Anmeldungen möglichst bis zum 1. August 1907 an die Adresse von Herrn Dr. H. Siedentopf, Jena, Kaiser Wilhelmstraße Nr. 7, zu richten.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Erich Ladenburg für Physik.

Ernannt: Zum Observator am Astronomischen Recheninstitut der bisherige wissenschaftliche Hilfsarbeiter Dr. Albert Stichtenoth, der a. o. Professor an der Columbia University in New York Dr. H. C. Sherman zum ord. Professor, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Helsingfors Adolf Ossian Aschan zum Leiter des Laboratoriums der Chemischen Fabrik vorm. Schering in Berlin.

Verliehen: Dem o. Professor für physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Fritz Foerster der Titel eines Geheimen Hofrates.

In den Ruhestand: Der o. Professor für Maschinenelemente an der Technischen Hochschule Stuttgart Baudirektor Dr. Adolf von Ernst. —

Von meiner in dieser Ztschr. **8**, 392, 1907 erwähnten Berufung an die künftige Breslauer Technische Hochschule ist mir nichts bekannt. R. Abegg.

Gesuche.

Am **Zentralbureau** der internationalen seismologischen Assoziation ist die Stelle eines

Assistenten

sofort zu besetzen. Bewerber, Dr. und math.-phys. vorgebildet, wollen ihre Gesuche richten an den Direktor des Zentralbureaus, Straßburg i. E., Schwarzwaldstraße 10.

Ein

Physiker,

der auf dem Gebiete der Hydrodynamik schon gearbeitet hat, wird für die unterzeichnete Anstalt als wissenschaftlicher Mitarbeiter **gesucht.** Meldungen mit Angabe der Gehaltsansprüche sind zu richten an die

Königliche Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin, N.W. 23, Schleuseninsel im Tiergarten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.